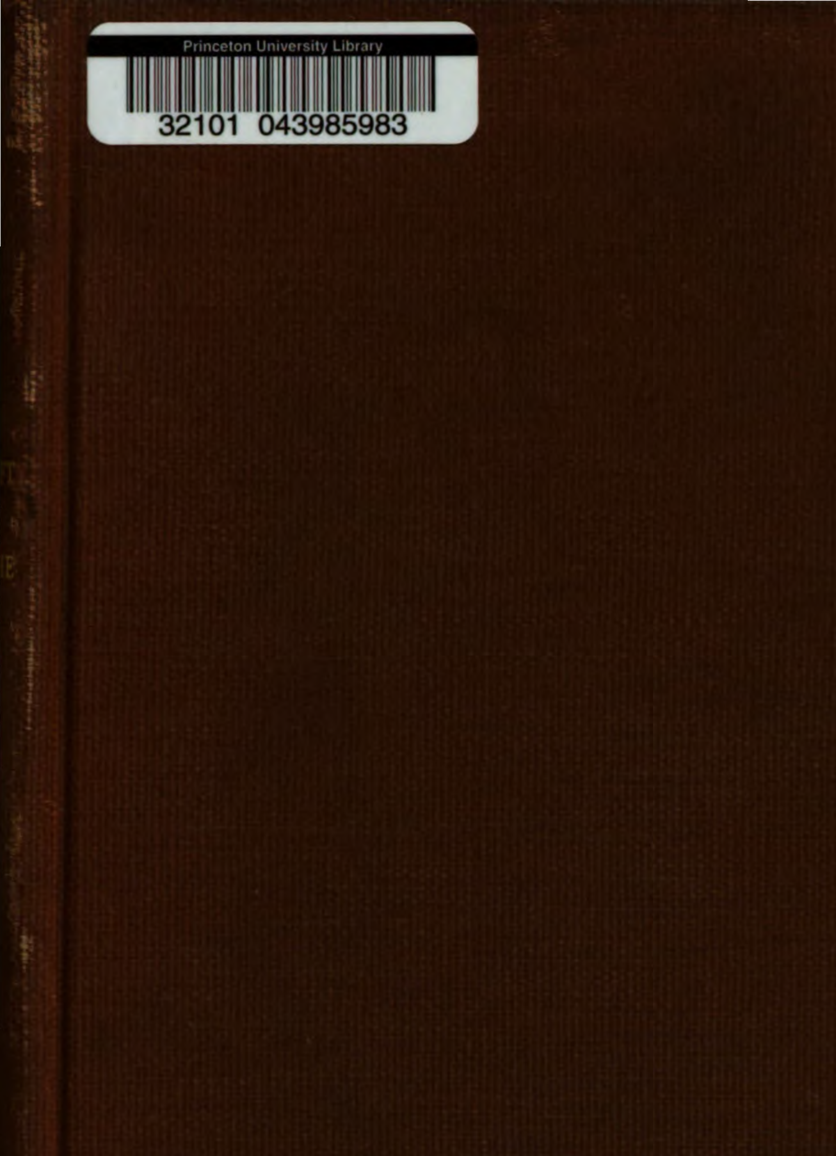





VET TES TAM EN
NOV TUM
Dei
Sub Numine
Viget


Digitized by Google

ZEITSCHRIFT

FÜR

TECHNISCHE PHYSIK

HERAUSGEGEBEN
VON DER
DEUTSCHEN GESELLSCHAFT
FUR TECHNISCHE PHYSIK E. V.

UNTER MITWIRKUNG
VON
DR. GEORG GEHLHOFF UND DR. HANS RUKOP

SCHRIFTLEITUNG:
DIPL.-ING. DR. WILHELM HORT

ZWEITER JAHRGANG



1921

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH IN LEIPZIG

Zeitschrift für technische Physik

1921 | Zweiter Jahrgang | Nr. 1

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Entwicklung, Wirkung und Leistung des elektromagnetisch erregten Unterwasserschallsenders nach dem Telephonprinzip.

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Signal-Gesellschaft in Kiel.)

Von A. du Bois-Reymond, W. Hahnemann und H. Hecht.

Die Aufgabe Schall in Luft oder Wasser zu erzeugen, läuft darauf hinaus, an einer Stelle in das betreffende Medium periodisch Luft oder Wasser hinein- und herausströmen zu lassen oder, was praktisch hiermit gleichbedeutend ist, das Volumen eines im Medium befindlichen Körpers periodische Schwankungen ausführen zu lassen. Repräsentanten der ersten Art sind Sirenen, der Idealfall für Schallerzeuger der zweiten Art ist eine periodisch sich ausdehnende und zusammenziehende oder, wie man auch anschaulich sagen kann, eine atmende oder pulsierende Kugel. Mit größerer oder geringerer Annäherung an diesen Idealfall können wir alle tönenden Körper zu dieser zweiten Gruppe zählen. Wir sprechen in diesem Falle von Körpern, die mittels strahlender Flächen die Energie an das Medium übertragen und nennen diese in Anlehnung an die Bezeichnungen der elektrischen Wellentelegraphie „Schallantennen". Diese Art von Schallsendern unterscheidet man weiter dahin, ob sie kontinuierlich Energie zugeführt erhalten und Schwingungen von gleichbleibender Amplitude ausführen (ungedämpfte oder kontinuierlich erregte Sender) oder ob sie stoßartig erregt werden und entsprechend ihrer Dämpfung mehr oder weniger rasch abklingen (gedämpfte Sender). Eine weitere Unterscheidung ist zu machen bezüglich der zugeführten Energieart, die in dem Sender in akustische Form verwandelt wird.

Zu den ersten Experimentatoren mit Unterwasserschall gehören Colladon und Sturm, zwei Schweizer Physiker, die im Jahre 1826 im Genfer See eine direkte Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles im Wasser vornahmen. Sie wählten als Sender eine Kirchenglocke, die sie mit einem Hammer unter Wasser anschlugen und benutzten daher in unserer obigen Bezeichnungsweise einen gedämpften, mit strahlender Fläche versehenen Klangkörper, dem die Energie stoßartig in mechanischer Form durch Menschenkraft zugeführt wurde. Über eine Entfernung von 14 km maßen sie die Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen des Unterwasserschallsignals und eines Lichtblitzes und fanden bis auf wenige Prozent den aus den Werten der Kompressibilität und der Dichte des Wassers berechneten Wert von 1435 m in der Sekunde, während es bei einem zweiten, über 35 km Entfernung angestellten Versuch wohl noch gelang das Unterwassenschallzeichen zu hören, aber nicht mehr das Lichtsignal abzunehmen.

Diese Tatsache, daß der Schall sich unter Wasser über so große Entfernungen mit viel geringerer Abnahme, als es in Luft der Fall gewesen wäre, ausgebreitet hatte, ist der Ausgangspunkt für die Anwendung von Unterwasserschallsignalen zur Sicherung der Schiffahrt im Nebel geworden. Man gab später der Kirchenglocke dickere Ränder, damit sie länger, d. h. weniger gedämpft schwingen konnte und ersetzte die Menschenkraft durch in komprimierter Luft aufgespeicherte Energie. Mit solchen, Unterwasserglocken genannten Einrichtungen sind etwa seit Anfang des Jahrhunderts, von vielen Feuerschiffen auf der ganzen Erde den Schiffen im Nebel Unterwasserschallsignale gesandt worden, die durch passende Empfänger aufgenommen, die Richtung erkennen ließen, unter der vom Schiff aus die Unterwasserglocke des Feuerschiffes gepeilt wurde. Diese verhältnismäßig primitiven Einrichtungen genügten aber nicht mehr, als die Forderung besonders von den Kriegsmarinen, erhoben wurde, Morsesignale mit größerer Energie unter Wasser austauschen zu können. Von den verschiedenen, bereits kurz charakterisierten Senderarten hat diese Aufgabe am besten der elekromagnetische Sender gelöst, der die kontinuierlich zugeführte elektrische Energie in mechanisch-akustische Form umwandelt und mittels einer

Membran an das Wasser abgibt. Insbesondere gilt dies von dem von der Signal-Gesellschaft m. b. H. in Kiel gebauten Elektromagnetmorsesender, der alle anderen Sender verdrängte und schließlich allein in vielen hundert Exemplaren auf den Unterseebooten und Schiffen der Mittelmächte während des Krieges eingebaut wurde. Wir wollen in dem folgenden ein Bild zu geben versuchen, wie er von uns im Laboratorium der Signal-Gesellschaft entwickelt wurde, wie er aussieht und welche Gründe und Gesichtspunkte gerade zu der Konstruktion geführt haben, in der er auf den Unterseebooten und Schiffen im beendeten Kriege eingebaut wurde, und wie er heute für die Navigation im Nebel als ortsfester Sender im freien Wasser verlegt oder auf Feuerschiffen angebracht wird. Indem wir auf seine Entstehungsgeschichte eingehen, glauben wir, mehr als eine bloße Apparatbeschreibung liefern zu können, die schließlich nur ein beschränktes Interesse bieten würde. Wir werden hierbei eine Anzahl akustischer Probleme behandeln, die von allgemeinerer Bedeutung sind.

I. Das Prinzip der Amplitudenübersetzung.

Die Aufgabe, elektrische Energie in mechanisch-akustische zu verwandeln und auf das Wasser zu übertragen, bietet an sich noch keinerlei Schwierigkeit, wenn man die Frage der Wirtschaftlichkeit ganz außer Acht läßt. Den Luxus, ohne Beachtung des Wirkungsgrades zu arbeiten, kann sich der Ingenieur aber nur dann leisten, wenn es sich um Apparate sehr geringer Leistung handelt. In diesem Zusammenhange ist zu erwähnen, daß bereits die Grenze zwischen elektrischen Starkstrom- und Schwachstromapparaten ersetzt worden ist durch eine Einteilung in Apparate bei deren Bau der Ingenieur nach ihrem Wirkungsgrad fragt und solche, bei denen es auf den Wirkungsgrad nicht ankommt.

Als wir vor die Aufgabe gestellt wurden, Schallerzeuger großer Leistung im Wasser herzustellen, wendeten wir das Telephonprinzip an, in dem die bekannteste und vielleicht einfachste Form eines Umwandlers elektrischer Energie in mechanische Form vorliegt.

Wir mußten nun aber leider die Erfahrung machen, daß bisher keine klare und anwendbare Theorie und Berechnungsweise des Telephons vorhanden war, und daß die Frage des Wirkungsgrades — das Telephon war ja bisher nur als Schwachstromapparat ausgeführt worden — noch kaum berührt und gänzlich ungeklärt war. Doch wir wollten ein Unterwasser-Starkstrom-Telephon bauen und waren noch darüber hinaus durch den beabsichtigten Einbau auf Schiffen zur strengsten Sparsamkeit in bezug auf Raum, Gewicht und Energie angehalten. Wollten wir überhaupt unsere Aufgabe lösen, so waren wir gezwungen, uns um den Wirkungsgrad des Sendeapparates zu kümmern. So entstand Hand in Hand mit dem Apparat selbst eine Theorie des Telephons, die später auch auf das gewöhnliche Schwachstromtelephon angewandt wurde.[1])

Der erste Versuchssender zur Erzeugung von Unterwasserschall nach dem Telephonprinzip wurde bereits im Jahre 1904 von den Herren du Bois-Reymond und Görges gebaut und bestand im wesentlichen aus einem an einer Membran befestigten Anker und aus einem dem Anker gegenüberstehenden und am Gehäuse befestigten Felde. Bei Erregung mit Wechselstrom gerieten Anker und Membran in Schwingungen, konnten aber, wie der Versuch lehrte, keine nennenswerten Schalleistungen hervorbringen. Es waren, wie die folgende Abhandlung zeigen wird, verschiedene Vorbedingungen für ein rationelles Arbeiten als Schallerzeuger nicht erfüllt, und infolgedessen war der Wirkungsgrad sehr gering.

Die Entwicklung des in seiner jetzigen Gestalt vorliegenden Untwasserschallsenders, wie er hier näher beschrieben werden soll, ging von der Erkenntnis aus, daß man zur Erzielung guter Wirkungsgrade den Elektromagneten nicht mit der kleinen Membranamplitude arbeiten lassen darf, sondern daß zwischen beide eine entsprechende Übersetzung einzuschalten sei. Diese Forderung ergab sich auf Grund folgender Betrachtungen:

Die Schallenergie, die von der Membran als Welle in das umgebende Medium abwandert, ist Energie in mechanischer Form und hat die beiden Komponenten Kraft und Weg; die Schallenergie in der Zeiteinheit oder die Schalleistung ist das Produkt aus Kraft und Geschwindigkeit. Bei einem sinusförmigen Verlauf besteht Proportionalität zwischen den Maximalwerten von Weg und Geschwindigkeit, und wir können bei konstanter Frequenz in unseren folgenden Betrachtungen nach Belieben von Wegen oder Geschwindigkeiten sprechen.

Jede Membran besitzt abhängig von der Frequenz und von ihrer Größe einen bestimmten Strahlungswiderstand[2]), d. h. ein bestimmtes Verhältnis von Kraft zu Geschwindigkeit. Die Schalleistung der Membran findet man der Darstellungsweise elektrischer Größen entsprechend als das halbe Produkt aus Strahlungswiderstand und dem Quadrat des Maximalwertes der Geschwindigkeit. Der Vollständigkeit wegen wollen wir, ohne daß es zum Verständnis des Folgenden nötig wäre, erwähnen, daß bei Membranen oder ganz allgemein bei allen Schwingungsgebilden, die klein zur Wellenlänge sind, eine Phasenverschiebung zwischen Kraft

---

[1]) Ann. d. Phys. **60** (1919), 454; Ann. d. Phys. **63** (1920), 57.

[2]) Phys. Zeitschr. **17** (1916), 601.

und Geschwindigkeit im Medium auftritt, und daß auch in diesem Fall analog der entsprechenden elektrischen Gleichung die Leistung sich aus Kraft und Geschwindigkeit, multipliziert mit dem Kosinus des Winkels von Kraft gegen Geschwindigkeit, zusammensetzt.

Die von der Membran gestrahlte Leistung muß in der Wechselstrommaschine aufgebracht und im Elektromagneten aus ihrer elektrischen Form in mechanische umgesetzt werden. Auf den Anker des Elektromagneten wirkt das magnetische Kraftlinienfeld mit einer bestimmten mechanischen Zugkraft ein und versetzt ihn in Schwingungen von bestimmtem Ausschlage und Geschwindigkeit. Sehen wir zunächst von mechanischen oder Reibungsverlusten ab, so muß die Leistung d. h. das Produkt von Kraft und Geschwindigkeit an den beiden Stellen der Energieerzeugung am Elektromagneten und der Energieabgabe an der Membran das gleiche sein. Es besteht aber — von der Einfachheit der Konstruktion abgesehen — keine innere Notwendigkeit, die beiden Größen Kraft und Geschwindigkeit an beiden Punkten gleich zu machen, wie es durch die direkte Befestigung des Ankers an der Membran geschieht, die von du Bois-Reymond und Görges gewählt war. Man findet im Gegenteil bei näherer Betrachtung, daß diese Maßnahme im allgemeinen zu sehr schlechten Wirkungsgraden führen muß.

Wir wissen, daß Verwandlungen von Energie aus einer Form in eine andere niemals restlos erfolgen, sondern daß stets ein bestimmter Bruchteil pro Umwandlungsprozeß in Form von Wärme verloren geht, und wir wissen im besonderen, daß die Verluste bei einem mit Wechselstrom höherer Frequenz betriebenen Elektromagneten im wesentlichen aus Hysterese- und Wirbelstrom-Verlusten im Eisen und nur zum geringen Teil aus Kupferverlusten bestehen. Um die Verluste möglichst gering zu halten und gute Wirkungsgrade zu erzielen, muß man also das magnetische Wechselkraftfeld und damit die eine Komponente der aufzubringenden Leistung, die mechanische Kraft am Anker des Elektromagneten, möglichst klein wählen und entsprechend seinen Weg und Geschwindigkeit steigern. Wir sehen, daß die Aufgabe auf eine Weg- und Kraft-Übersetzung hinausläuft, und daß die Verhältnisse denjenigen eines elektrischen Transformators ähneln, bei dem von kleiner Spannung und großem Strom auf große Spannung und kleinen Strom übersetzt wird.

Eine Grenze ist dem Streben, das Verhältnis von Kraft zu Weg am Elektromagneten möglichst klein zu machen, gezogen, und zwar wenn durch immer weitergehende Verkleinerung der Kraft und entsprechende Vergrößerung des Weges der Zustand erreicht wird, daß andere Verluste, die anderen Gesetzen folgen und mit der zweiten Komponente der Leistung, der Geschwindigkeit, verknüpft sind, bestimmend werden und beginnen, die Eisenverluste zu überwiegen. Solche Verluste wären zum Beispiel die mit zunehmendem Luftspalt zwischen Anker und Feld anwachsenden Spulenverluste und die mit der Geschwindigkeit steigenden mechanischen Reibungsverluste an den stark schwingenden Teilen. Bei den praktisch ausgeführten Sendern ist dieser Zustand noch nicht erreicht, und bestimmend für den Wirkungsgrad sind noch immer im wesentlichen die Eisenverluste. Bis zu der genannten Grenze, die ein Optimum des Wirkungsgrades bedeuten würde, kann man in der Praxis leider nicht gehen. Wir werden später sehen, daß man aus Gründen der Dämpfung mit der Vergrößerung des Weges am Anker früher aufhören muß, bevor man das Wirkungsgradmaximum erreicht hat.

Nach dieser Erkenntnis der Notwendigkeit des verschiedenen Verhältnisses von Kraft zu Weg am Elektromagneten und an der Membran standen wir also vor der Aufgabe, zwischen beide eine Übersetzung einzuschalten, und dem an relativ große Bewegungen und niedrige Frequenzen gewöhnten Konstrukteur schwebte natürlich sofort der Hebel als ideale Lösung vor. Eine Ankermasse an dem längeren Arm eines akustischen Hebels, an dessen kürzerem Arm die Membran befestigt war, mußte ohne weiteres die gewünschte Wirkung haben, die Energie von großem Weg und kleiner Kraft am Elektromagneten auf Energie von kleinem Weg und großer Kraft an der Membran zu transformieren und es ihr zu ermöglichen, mit geringen Verlusten aus dem Erzeugersystem in das Verbrauchersystem überzugehen. Diese Erkenntnis vom richtigen Übersetzungsverhältnis war der erste wichtige Schritt auf dem Wege zum Bau eines wirtschaftlich arbeitenden Senders. Wir wollen nur der Kuriosität wegen anführen, daß bereits in der Patentliteratur eine umgekehrte Übersetzung vorgeschlagen war, indem der Erfinder sich naiv von der Überlegung leiten ließ, die Bewegung des Ankers vergrößert auf das Wasser zu übertragen, um die Schalleistung zu steigern, sich dabei aber gar nicht überlegte, woher die Energie die dazu notwendige Kraft nehmen sollte.

II. Das Mittel zur Amplitudenübersetzung.

Wir sagten bereits, daß zur Erfüllung der gestellten Forderung der Weg- und Kraft-Übersetzung der Hebel das klassische Werkzeug war. Auf Grund unserer Versuche ergaben sich aber zwei Schwierigkeiten, die uns von der Verwendung eines Hebels von vornherein absehen und die Lösung auf anderem Wege suchen ließen. Die Anwendung eines Hebels ist nämlich an zwei Voraussetzungen geknüpft, die erfüllt sein müssen, wenn er als Weg- und Kraft-Transformator

richtig arbeiten soll. Es ist notwendig, daß die Hebelarme zwischen den Angriffspunkten starr sind, und daß in den Drehpunkten keine schädliche Lose vorhanden ist. Für einen Schwingungsvorgang ist ein Stab oder dergleichen starr, wenn er nur höhere Eigentöne besitzt als der Arbeitsfrequenz entspricht. Dies ergab für uns die Forderung, den Hebelarmen höhere Eigentöne als 1000 Perioden in der Sekunde[1]) zu geben, denn um die Erzeugung von Schalleistung solcher Frequenzen handelte es sich; diese Forderung hätte aber zur Anwendung sehr großer toter Massen geführt, die in keiner Weise erwünscht sein konnten. Die großen Schwingungsmassen hätten, was wir hier, ohne es näher auszuführen und zu begründen, nur kurz andeuten wollen, beim unabgestimmten, aperiodischen Sender den Wirkungsgrad verschlechtert und beim abgestimmten Sender die Dämpfung unzulässig verringert. Die unvermeidliche Lose aber in den Gelenken oder Drehpunkten mußte zu einem Totlaufen der Energie als Reibungsarbeit in diesen Gelenken selbst führen, zumal bei den hohen Schwingungszahlen die Energie als Produkt eines sehr kleinen Weges und einer sehr großen Kraft auftritt.

Diese beiden Schwierigkeiten führten uns dazu, auf die Benutzung eines Hebels überhaupt zu verzichten und die verlangte Übersetzung durch ein Schwingungsgebilde herzustellen. Wir wollen es nicht verhehlen, daß es uns als Ingenieuren eigentlich etwas bedenklich erschien, ohne ernsten Versuch jenen Weg von vornherein aufzugeben. Dieser Entschluß wurde uns um so schwerer, als wir bedachten, daß eine ganz ähnliche Aufgabe bereits gelöst war, nämlich von der Natur in unserem Ohr. Beim Vorgang im Ohr handelt es sich darum, die Schallenergie aus der Luft auf das mit Flüssigkeit gefüllte innere Ohr zu übertragen, und auch hier besteht die Forderung, die Schallenergie von großem Weg und kleiner Kraft in der Luft auf solche von kleinem Weg und großer Kraft im Wasser umzuformen. Dies geschieht bekanntlich durch den Mechanismus: Trommelfell, Gehörknöchel, ovales Fenster, in der Weise, daß außer den beiden verschieden großen wirksamen Flächen von Trommelfell und ovalem Fenster zwischen beide die drei als Hebel wirkenden Gehörknöchel, Hammer, Amboß und Steigbügel, eingeschaltet sind. Eine quantitative Untersuchung dieser Verhältnisse ist von Bezold und Edelmann[2]) ausgeführt, auf die wir hier verweisen wollen.

Trotzdem also im Ohr bereits das fragliche Problem unter Anwendung von akustischen Hebeln gelöst war, wählten wir doch den Weg des Schwingungsgebildes als Weg-Kraft-Transformator. Außer den genannten Bedenklichkeiten war nämlich noch ein weiterer Gesichtspunkt maßgebend, die technische Lösung nicht im Hebel, sondern im Schwingungsgebilde zu suchen. Einen auf den Signalton mechanisch abgestimmten Sender kann man im Vergleich zu einem aperiodischen, nicht abgestimmten Sender mit sehr viel geringeren Kräften erregen und erhält trotzdem je nach seiner Dämpfung größere Amplituden und damit größere Schalleistung. Da nun, wie wir bereits sahen, mit kleiner werdendem magnetischen Kraftfeld die für den Wirkungsgrad maßgebenden Eisenverluste abnehmen, so wird man schon aus diesem Grunde ein Schwingungsgebilde wählen; muß man aber dem Wirkungsgrad zuliebe sich auf einen abgestimmten Sender und damit auf ein bestimmtes, von der Dämpfung abhängiges Frequenzgebiet festlegen, so kann man auf die Anwendung eines Hebels überhaupt verzichten und zur Übersetzung den Klangkörper selbst benutzen, indem man in der Nähe der Schwingungsbäuche den Elektromagneten und in der Nähe der Schwingungsknoten die strahlende Fläche befestigt. Wir wählten daher diesen Weg und benutzten als Schwingungsgebilde zunächst eine Stimmgabel. Der erste nach diesem Prinzip gebaute Unterwasserschallsender hatte die in Fig. 1 schematisch dargestellte Form.

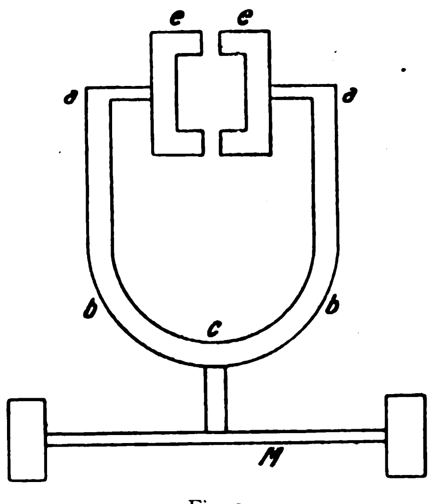


Fig. 1.

An den Zinkenenden a, a ist der Elektromagnet e, e befestigt, während der Stiel der Gabel in starrer Verbindung mit der strahlenden Membran M ist. Die Stimmgabel hat zwei Knotenpunkte, die etwa bei b, b liegen. Sie schwingt bei entsprechender Ausgestaltung so, daß sich die Zinkenenden a, a mit großer Amplitude beispielsweise gegeneinander bewegen, während gleichzeitig der Punkt c, d. h. der Stiel mit kleiner Amplitude

[1]) Der einer sekundlichen Frequenz von 1000 entsprechende Ton liegt in der Tonskala zwischen h_2 und c_3.

[2]) Edelmann, Leitfaden der Akustik für Ohrenärzte. Verlag von S. Karger. Berlin 1911.

nach unten schwingt. Der Versuch zeigte nun aber, daß dieser Erwartung nicht entsprochen wurde, und daß die Gabel eine andere Schwingungsform annahm. Daraufhin, daß wir im Punkte c mit immer größeren wattlosen Kräften (Massenkräften) und Wattkräften (Schalldrucken) angriffen, veränderte sich die Schwingungsform der Gabel so, daß sich die Knotenpunkte b, b allmählich dem Punkte c näherten und sich schließlich mit ihm vereinigten. Auf diese Weise schwang die Gabel wie zwei fest-freie Stäbe; sie hatte, wie wir uns ausdrückten, diesen Ausweg gewählt, um keine Arbeit leisten zu müssen.

An anderer Stelle[1]) ist gezeigt, daß diese Abweichung von der eigentlichen Schwingungsform nur möglich war, weil die Stimmgabel kein reines Schwingungsgebilde ähnlich wie ein aus einer reinen Selbstinduktion und aus einer reinen Kapazität bestehender elektrischer Schwingungskreis ist, sondern daß im Gegensatz hierzu die beiden Bestimmungsstücke, Masse und Elastizität, wie bei fast allen anderen bekannten mechanisch-akustischen Schwingungskörpern mehr oder weniger stetig verteilt und miteinander verknüpft sind. Infolgedessen mußte sich durch Anbringen von Massen an irgendwelchen Punkten außer an den Knotenpunkten und durch Angreifen mit starken erregenden und abbremsenden Kräften die Schwingungsform, d. h. die Lage der Knotenpunkte ändern, und es ist am genannten Orte auch bereits ausgeführt, wie wir durch die aufgestellte Forderung der klaren und reinlichen Trennung von Masse und Elastizität zu der Entdeckung des Tonpilzes, der Grundform des mechanisch-akustischen Schwingungsgebildes, kamen.

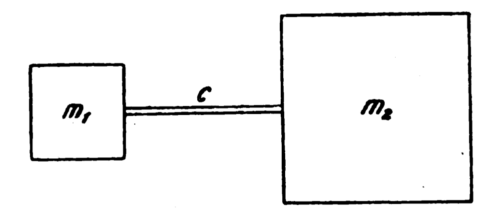


Fig. 2.

Der Tonpilz (Fig. 2) besteht aus zwei Massen m_1 und m_2, die durch eine Elastizität c verbunden sind. Die beiden Massen schwingen gegeneinander, so daß bei Fortfall äußerer Kräfte der Schwerpunkt des Systems in Ruhe bleibt. Haben die beiden Massen verschiedene Größe, so müssen sie infolgedessen verschiedene Amplituden ausführen, und zwar umgekehrt proportional zu den Massen selbst, und wir haben es in der Hand, durch Wahl des Massenverhältnisses jedes beliebige Amplitudenverhältnis einzustellen. Die Elastizität ist masselos und quasi-stationär zu denken. Infolgedessen haben wir für relativ hohe Töne als Elastizität diejenige eines longitudinal beanspruchten Stabes oder Rohres gewählt und die Länge kleiner als $^1/_4$ der Wellenlänge im Stabmaterial gemacht, damit in allen Querschnitten zeitlich gleiche Zustände herrschen. In unserem Falle wird man, um die gewünschte Amplitudenübersetzung zwischen Erreger und Strahler zu erreichen, die eine, die größere Masse, als Magnetfeld ausbilden und mit der strahlenden Fläche in Verbindung bringen, während die kleinere Masse als Anker dient und frei schwingend ist. Auf diese Weise erreichen wir, daß die strahlende Fläche die kleinere Amplitude der größeren Masse ausführt, während die elektromagnetische Erregung mit einer Amplitude erfolgt, die die Summe von dieser und der großen Amplitude der kleineren, frei schwingenden Masse ist.

III. Die praktische Ausführung.

Dieser rein theoretische Aufbau führte aber zunächst zu einer praktischen Schwierigkeit. Für die gegenseitige, örtliche Lage der beiden Massen des Tonpilzes sind zwei sich völlig widersprechende Gesichtspunkte maßgebend. Einesteils müssen sie räumlich dicht zusammenliegen, da sie durch den nur wenige Zehntelmillimeter betragenden Luftspalt des Elektromagneten getrennt sind, andererseits sollen sie durch einen oder mehrere parallel arbeitende Stäbe miteinander verbunden sein, deren Länge durch die auftretende Maximalamplitude bestimmt wird. Da es sich um Sender größerer Leistung handelt, so kommen Amplituden von einigen Zehntelmillimetern und damit beträchtlichen Längen für die Stäbe in Frage. Um Überanstrengungen und Ermüdungen des Materials — bei einer sekundlichen Periodenzahl von 1000 werden bereits in etwa $^1/_4$ Stunde eine Million Kompressionen und Expansionen ausgeführt — vorzubeugen, muß man reichlich unterhalb der Elastizitätsgrenze bleiben, wodurch sich für die von uns geplanten Sender auch beim besten Material Stablängen von etwa $^1/_2$ m ergaben. Diesen beiden Forderungen — räumliche Nachbarschaft der beiden Massen des Tonpilzes und große Länge der sie verbindenden Stabelastizitäten — wurde durch die Einführung des Stabrohrsystems entsprochen, wie es aus der schematischen Fig. 3 näher ersichtlich ist.

Mit dem Mittelpunkte der Membran M (Fig. 3), die einen Teil des wasserdichten Gehäuses G bildet, ist ein Tisch T und mit diesem das Feld F fest verschraubt. Die Befestigung des Feldes F an den Tisch T geschieht durch die vier Stäbe S, die einen Teil der Elastizität des Tonpilzes bilden. Diese vier Stäbe treten durch weite Löcher im Anker A hindurch, der unmittelbar über dem Feld F liegt, und sind an ihren oberen Enden

[1]) Phys. Zeitschr. **21** (1920), 187.

mit vier Rohren *R* fest verschraubt, welche die vier Stäbe *S* konzentrisch umgeben. Die unteren Enden der Rohre sind mit dem Anker *A* starr verbunden. Infolge dieser Anordnung kann man Anker und Feld dicht beieinander belassen und trotzdem dem Stabrohrsystem gleichzeitig eine solche Länge geben, wie es durch die Maximalamplitude gefordert wird. Kompressionen bzw. Expansionen der Stäbe und Expansionen bzw. Kompressionen der Rohre erfolgen zu gleichen Zeiten und addieren sich für die Luftspaltamplitude. Um gleiche Beanspruchungen der beiden Träger der Elastizität zu erhalten, haben Stäbe und Rohre gleiche Querschnitte.

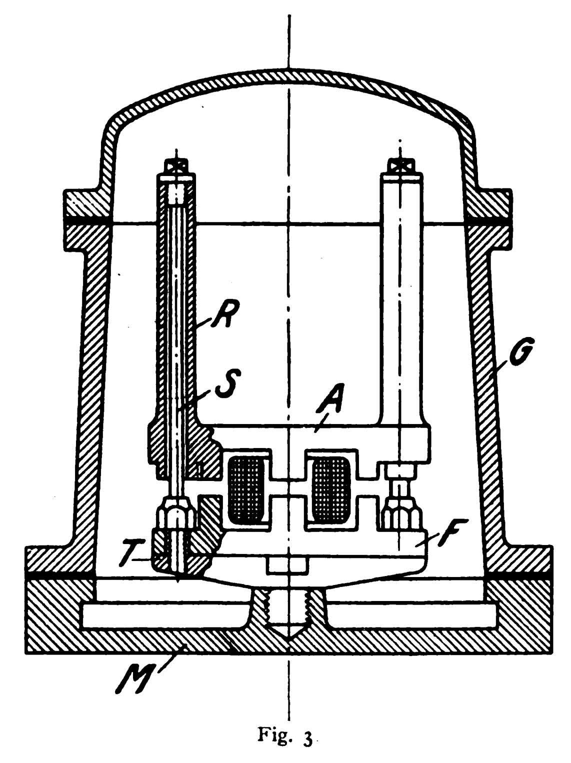


Fig. 3

Schon die ersten praktischen Vorversuche zeigten, daß auf die Herstellung von Anker und Feld die größte Sorgfalt gelegt werden mußte. Einerseits bestand die Forderung, die vom Wechselkraftfeld durchsetzten Teile aus dünnen hochlegierten Blechen anzufertigen, um die Wirbelstromverluste gering halten zu können, andererseits gab der Aufbau der aus einzelnen Blechlamellen zusammengesetzten Stücke beim Schwingen mit 1000 Perioden Veranlassung zu großen mechanischen Reibungsverlusten sowohl zwischen den einzelnen Blechen als auch zwischen diesen und den Haltebolzen und Befestigungsstellen. Nach mannigfachen Versuchen überwanden wir diese Schwierigkeit, als wir dazu übergingen, die Blechpakete an den Enden, an denen das Stabrohrsystem angreift, autogen zu verschweißen. Auf diese Weise gelang es, alle quer zur Amplitudenrichtung liegenden und deshalb besonders gefährlichen Verschraubungen in Anker und Feld zu vermeiden und trotzdem die einzelnen Lamellen gegeneinander und zu den Angriffspunkten der Kraft so fest zu fixieren, daß die so hergestellten Blechpakete ohne innere Reibungsverluste annähernd wie homogene Massen schwangen, und daß nur noch die sehr geringen mechanischen Verluste übrigblieben, die an den Befestigungsstellen und Verschraubungen des Stabrohrsystems auftreten.

Zur weiteren, besseren Illustration eines wirklich ausgeführten Senders diene die Fig. 4, welche die photographische Wiedergabe von Membran mit Schwingungssystem und Abschlußhaube mit Kabeleinführung für einen Sender von 400 Watt Schalleistung enthält. Nach dem Gesagten ist sie wohl ohne nähere Erklärungen verständlich.

Der mittlere breitere Zahn des magnetisch aktiven Eisens von Anker und Feld (Fig. 3 und 4) ist von zwei ineinander angeordneten Spulen umschlungen, von denen die eine mit Gleichstrom erregt wird und zur Polarisation von Anker und Feld dient, während die andere mit der Wechselstromdynamo verbunden wird. Diese Art der Erregung ist dieselbe wie in einem gewöhnlichen Telephon, nur daß, wie es in der Starkstromtechnik allgemein üblich ist, an Stelle eines permanenten Magneten eine mit Gleichstrom gespeiste Spule verwendet wird. Man kann den Apparat auch ohne polarisierenden Gleichstrom direkt mit Wechselstrom betreiben und erhält dann den unpolarisierten Sender. Da beide Erregungsarten sich in einigen wesentlichen Punkten unterscheiden, wollen wir auf die Betriebsverhältnisse in beiden Fällen näher eingehen.

IV. Unterschied zwischen polarisierten und unpolarisierten Sendern.

Der polarisierte Sender besteht aus zwei einen gemeinsamen Eisenkern umschlingenden Spulen und stellt sich damit als reiner elektrischer Transformator dar. Ohne besondere Maßnahmen würde er auch als solcher wirken, und die der Wechselstromspule zugeführte elektrische Energie würde sich nur zum geringen Teile in mechanische Schwingungsenergie umformen und in der Hauptsache als transformierte elektrische Energie in den an die Gleichstromspule angeschlossenen Schliessungskreis übertreten. Eine in diesen eingeschaltete Drossel blockiert nun der primär zugeführten elektrischen Energie diesen von ihr an sich bevorzugten Weg und zwingt sie zur Umwandlung in mechanische Form.

Nach Einschaltung des Gleichstroms findet eine geringe Kompression bzw. Expansion des Stabrohrsystems und damit eine geringe Verkleinerung des Luftspalts statt. Die so entstehende

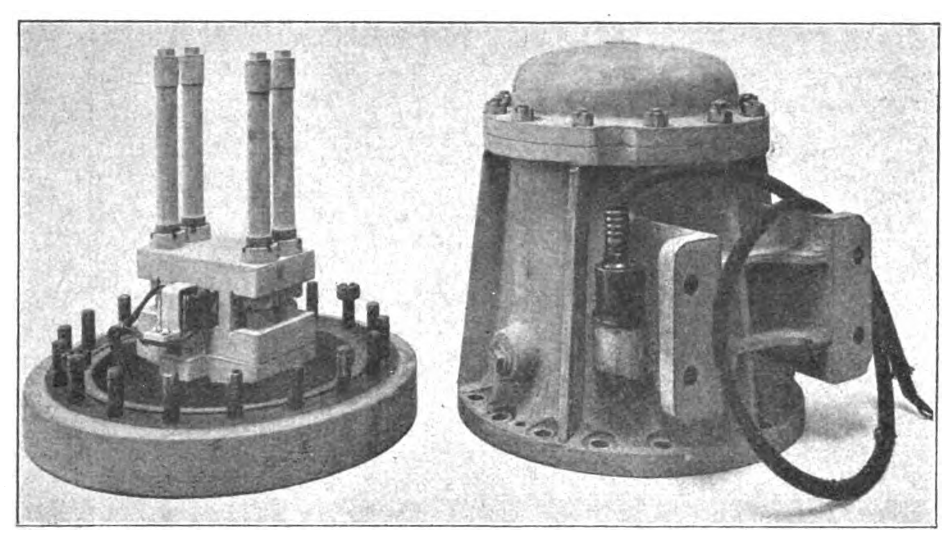


Fig. 4.

Ruhelage ist die Gleichgewichtslage, um die das System bei Erregung mit Wechselstrom schwingt. Wenn während der einen elektrischen Halbwelle eine Verstärkung des durch den Polarisationsstrom hervorgerufenen Magnetismus entsteht, findet während der anderen Halbwelle eine Schwächung desselben statt. Diesen Verstärkungen bzw. Schwächungen des bestehenden Magnetismus entsprechen Annäherungen bzw. Entfernungen von Anker und Feld. Es entspricht also einer vollen Periode des elektrischen Stromes eine volle Ankerbewegung, und wir benötigen zur Erzeugung eines akustischen Tones von 1000 Perioden in der Sekunde eine elektrische Wechselspannung von 1000 Perioden.

Beim unpolarisierten, nur mit Wechselstrom erregten Sender ändern sich diese Verhältnisse in folgender Weise ab: In jeder Halbperiode erfolgt eine Magnetisierung mit allerdings von Halbperiode zu Halbperiode wechselnder Richtung. Da aber das System jetzt ursprünglich unmagnetisch ist, so muß jeder Magnetisierung, ganz gleich welcher Richtung, eine Anziehung entsprechen, d. h. während zweier elektrischer Halbperioden oder einer elektrischen ganzen Periode erfolgen zwei Annäherungen von Feld und Anker. Das System schwingt also mit doppelter Periodenzahl wie der erregende elektrische Wechselstrom und, um den akustischen Ton von 1000 zu erhalten, muß man jetzt einen Wechselstrom von 500 Perioden anwenden.

Der Mechanismus der Energiewandlung aus elektrischer Form in mechanisch-akustische ist vollkommener bei der polarisierten als bei der unpolarisierten Erregung. Beim polarisierten Sender liefert die Energiequelle stetig und kontinuierlich Wattkräfte, während beim unpolarisierten Sender dies nicht der Fall ist, und daher auch nur während bestimmter Zeitelemente in jeder Halbperiode eine Energietransformierung möglich ist. Hieraus kann man bereits entnehmen, daß der Wirkungsgrad, d. h. die Vollkommenheit der Energiewandlung bei unpolarisierter Erregung schlechter sein wird als bei der polarisierten. Diesen Unterschied kann man einfach und elementar, wenn auch nicht ganz korrekt, auf folgende Weise berechnen.

Die Gleichstrominduktion sei B und der Maximalwert der Wechselstrominduktion beim polarisierten Sender sei b. Wir denken uns nun denselben Sender unpolarisiert betrieben und so stark erregt, daß wieder die gleiche mechanische Leistung erzeugt wird. Die dazu nötige reine Wechselstrominduktion habe den Maximalwert β. Die Zugkräfte sind proportional $(B + b)^2$ bzw. β^2. Vom ersteren Ausdruck interessiert uns nur der mit der Zeit veränderliche Teil, d. h. $2\,B\,b + b^2$. Um Unsymmetrien und überflüssige Verluste bei der polarisierten Erregung zu vermeiden, wird man b immer kleiner, höchstens gleich B machen. Nehmen wir den zum Vergleich mit dem unpolarisierten Sender ungünstigsten Fall an, daß $b = B$ ist, so wird die die mechanische Arbeit liefernde Zugkraft $3\,b^2$. Da angenommen war, daß bei beiden Erregungsarten die gleiche Arbeit geleistet werden soll, so muß $3\,b^2 = \beta^2$ sein. Die Eisenverluste sind in erster Näherung proportional dem Induktionsquadrat und daher in diesem Fall bei der polarisierten Erregung nur $^1/_3$ von denjenigen bei unpolarisierter Erregung. Sind aber die Nutzleistungen gleich und die Verluste wie 1 : 3 verschieden, so ist

$$\eta_u = \frac{\eta_p}{3 - 2\,\eta_p},$$

wenn wir mit η_u und η_p die Wirkungsgrade bei unpolarisierter und polarisierter Erregung bezeichnen. Ist also z. B. $\eta_p = 0{,}50$, so wird $\eta_u = 0{,}25$.

Diese Überschlagsrechnung und die allgemeine Überlegung zeigen also, daß der unpolarisierte

Sender bezüglich Wirkungsgrad stets dem polarisierten unterlegen ist. Wir werden aber später sehen, wie man durch Vorschalten einer Kapazität den Wirkungsgrad beim unpolarisierten Betrieb wieder verbessern kann. (Fortsetzung folgt.)

Sechster Tätigkeitsbericht des Radiologischen Instituts der Universität Heidelberg.

Erstattet vom Direktor P. Lenard und dem wissenschaftlichen Mitarbeiter C. Ramsauer.

(Anfang August 1920.)

Der Bericht[1]) umfaßt wieder die Zeit von zwei Jahren, von August 1918 bis August 1920. Sein Umfang erreicht nicht den der früheren Friedensjahre. Der Bestand an wissenschaftlichen Praktikanten hat seit Kriegsende erst langsam wieder sich zu heben begonnen; außerdem waren die vor dem Krieg in Gang gesetzten Arbeiten während des Krieges zum größten Teil zu gewissem Abschluß gebracht worden, wie aus dem vierten und fünften Tätigkeitsbericht zu ersehen ist.

Der derzeitige Personalbestand ist folgender: Direktor: Professor Dr. Lenard; Dozent für Radiologie und wissenschaftlicher Mitarbeiter: Professor Dr. Ramsauer; Assistenten: Dr. F. Schmidt, E. Hochschwender (bis August 1919), Dr. R. Tomaschek (seit Dezember 1919); Mechaniker; Diener. Herr Professor Dr. A. Becker hatte wieder die Güte, in mehreren Beziehungen im Institut mitzuwirken.

Herr Rittergutsbesitzer Dr. Fleischer unterstützte das Institut erneut durch finanzielle Zuwendungen.

In die Berichtszeit fällt auch das 10jährige Bestehen des Instituts; es sind bis dahin, Ostern 1919, im ganzen 110 Veröffentlichungen in den Tätigkeitsberichten verzeichnet.[2])

Die während der beiden Jahre ausgeführten Arbeiten lassen sich gruppieren wie folgt:

I. Radiologisch-physikalische Untersuchungen.

a) Allgemeines.

Die bereits im vorhergehenden Tätigkeitsbericht genannte Schrift über „Relativitätsprinzip, Äther, Gravitation" erschien in neuer vermehrter Ausgabe, ein Zeichen dafür, daß die darin vertretenen Anschauungen, welche sich in ihren Einzelfolgerungen schon häufig für die Arbeiten des Instituts als fruchtbringend erwiesen haben, auch über diesen Kreis hinaus Beachtung gefunden haben (Veröff. Nr. 12).

b) Kathodenstrahlen.

Die Benutzung der reichen Elektronenemission eines glühenden Wolframdrahts für die Untersuchung der Absorption langsamster Elektronen ermöglichte die Anwendung besonders weitgehender Vorsichtsmaßregeln gegen Fehlerquellen; sie erwies sich daher gegenüber der bisher im Institut bevorzugten lichtelektrischen Strahlerzeugung als vorteilhaft, wenn man sich auf Gase beschränkt, die von der Glühelektrode chemisch nicht beeinflußt werden. Als Resultat ergab sich für Wasserstoff, Kohlensäure und Stickstoff die schließliche völlige Konstanz der absorbierenden Molekularquerschnitte, wenn die Strahlgeschwindigkeit bis gegen Null herab sinkt, und die volle Gültigkeit des exponentiellen Absorptionsgesetzes. Die Beobachtung bestimmter Geschwindigkeitsverluststufen (3. Tätigkeitsber., Veröff. Nr. 34) konnte bestätigt werden. Die in einer auswärtigen Veröffentlichung (Nils Akesson, Lunds Universitetsarsskrift, Bd. 12) angegebenen selektiven Absorptionsvorgänge erwiesen sich jedoch für die dort untersuchten Gase als nur scheinbar; sie konnten auf Reflexionswirkung zurückgeführt werden (Veröff. Nr. 8). Die hierbei benutzte Meßmethode war die ursprüngliche (nach Lenard mit den von Franz Mayer hinzugefügten Verfeinerungen, vgl. „Quantitat. über Kathodenstr.", S. 87 u. 95); es wird daher hier reine Absorption (echte u. unechte) streng nach Definition („Quantitat. über Kathodenstr.", S. 73 u. 74) gemessen.

Gleichzeitig wurde auch nach einer zweiten Methode, hier wieder mit lichtelektrischer Erzeugung, die Einwirkung von Gasmolekülen auf langsamste Elektronen untersucht, nämlich durch magnetische Ausblendung eines einheitlichen Strahlenbündels (Ramsauer, siehe den 3. Tätigkeitsber., Veröff. Nr. 30 u. 31). Auf diese Weise erhält man die Größe des gesamten wirksamen Molekularquerschnitts, da nicht nur die absorbierten, sondern auch alle sonst in ihrer Geschwindigkeit, nach Richtung oder Größe derselben, beeinflußten Elektronen aus dem Strahl ausgeschieden werden. Beispielsweise würden Elektronen, die nur Geschwindigkeitsverluste, oder nur geringe Bahnablenkung erlitten haben, wie absorbiert gemessen werden. Als Resultat ergab sich, daß der so gefundene Querschnitt genau gleich dem absorbierenden Querschnitt der vorhergehenden Arbeit ist, daß also außer der Absorption keinerlei sonstige Einwirkungen stattfinden. Dies ist — mit der Bestätigung der schließlichen Konstanz des absorbierenden Querschnitts bei Annäherung an die Geschwindigkeit Null — ein wesentlicher Beweis für die schon seit den ersten Absorptionsmessungen (1903) stets betonte auffallend scharfe Begrenzung des Moleküls ohne merkliche Fernkräfte in seiner Umgebung. Die

---

[1]) Die früheren Tätigkeitsberichte sind in der Elektrotechnischen Zeitschrift erschienen: 1910 Heft 40; 1912 Heft 43; 1914 Heft 52, 53; 1916 Heft 41; 1919 Heft 10.

[2]) Eine Veröffentlichung, die vergessen worden war, ist mitgezählt: A. Becker und P. Jannasch, „Radioaktive und chemische Analyse der Uranpechblende von Joachimstal", Starks Jahrbuch **12**, S. 1 (7. I. 1915).

Wichtigkeit hiervon für Wanderungsgeschwindigkeitsrechnungen tritt auch in Veröff. Nr. 5 wieder hervor. Außer dieser allgemeinen Folgerung wurde das völlig unerwartete Ergebnis gefunden, daß Argon bei sehr kleiner Strahlgeschwindigkeit (1 Volt) einen ungeheuer kleinen Wirkungsquerschnitt besitzt, so daß derselbe bei gegen Null sinkender Geschwindigkeit der Null sich nähert, bei wachsender Geschwindigkeit schnell zunimmt (Veröff. Nr. 15).

Es wurden dann die Edelgase (Argon und Helium) auch nach der oben genannten ersten Methode untersucht. Die unerwartete Kleinheit des absorbierenden Argonquerschnitts für kleine Geschwindigkeiten bestätigte sich dabei; außerdem wurde auch der Anstieg des Querschnitts für größere Geschwindigkeiten verfolgt und ein äußerst hohes Maximum desselben bei 12 Volt gefunden. Es ist hiermit bei Argon das erste Beispiel wirklicher selektiver Absorption gefunden. Demgegenüber zeigte Helium keine besonderen Eigentümlichkeiten (Veröff. Nr. 14).

Die erstaunliche Durchlässigkeit des Argonatoms für langsamste Elektronen, und zwar ohne alle Änderung der Geschwindigkeit nach Größe und nach Richtung — wie aus der Übereinstimmung der beiden Methoden hervorgeht —, kann als unmittelbarer Nachweis der diskontinuierlichen Beschaffenheit der elementaren, den einzelnen elektrischen Quanten zugehörigen Kraftfelder aufgefaßt werden. Das Strahlquant, welches das Argonatom durchquert, ohne irgendeine Kraftwirkung zu erfahren, hat offenbar mit seinem eigenen Kraftfeld keine der Kraftfelder der Quanten des Atoms berührt. Dieser Nachweis der räumlichen Begrenztheit der elementaren Kraftfelder bezieht sich auf die elektrische Kraft; denn bei langsamsten Strahlen treten die magnetischen Kräfte zurück. Das Coulombsche Gesetz zeigt sich danach hier für einzelne Elektronen als offenbar ungültig. Es ist dies alles in Übereinstimmung mit bereits früher aus der eingehenden Untersuchung an schnellen Strahlen indirekt gezogenen Schlüssen („Quantitat. über Kathodenstr.", S. 183 u. 245) und mit der Vorstellung von nur einer elektrischen Kraftlinie an jedem Elektron und den damit zusammenhängenden Vorstellungen über das elektromagnetische Feld („Über Äther und Materie", Heidelberg 1911 und Veröff. Nr. 12).

c) Elektronenemission.

Die Frage der Elektronenaustrittsgeschwindigkeiten, welche trotz sehr zahlreicher Einzeluntersuchungen nur in den seltensten Fällen einwandfrei gelöst worden ist, ist auf Grund aller vorhandenen experimentellen Kenntnis einer eingehenden theoretischen Kritik unterzogen worden. Durch Feststellung der Bewegungsgesetze im homogenen und zentralen Feld und durch die Untersuchung der Mengenverteilung der äußeren und der inneren Geschwindigkeiten für die verschiedenen möglichen Fälle wird die sichere Grundlage für die Beurteilung der einzelnen experimentellen Methoden und Ergebnisse geschaffen. Auf diesem Wege gelingt es im besonderen, ein einwandfreies Gesamtbild über die lichtelektrische Wirkung mit Einschluß der durch Röntgenstrahlung ausgelösten Elektronen zu gewinnen und die bisherigen experimentellen Untersuchungen über die Elektronenemission durch Kanalstrahlen kritisch zu bewerten (Veröff. Nr. 1).

Der Vergleich der beiden, bisher am eingehendsten untersuchten Fälle der Elektronenemission, nämlich der lichtelektrischen und der glühelektrischen Wirkung, führt unter Benutzung aller bisherigen als gesichert anzusehenden Erfahrungen zu einer gemeinsamen Grundlage beider Erscheinungen. Diese Gemeinsamkeit äußert sich am überraschendsten in der hier nachgewiesenen Tatsache, daß die Elektronenemission nach Verteilungsform und Absolutwert ihrer Geschwindigkeiten die gleiche ist, ob das betreffende Material auf eine bestimmte hohe Temperatur T erhitzt wird oder ob es im kalten Zustande von einer der Temperatur T entsprechenden Gesamtstrahlung getroffen wird. Dies führt zu der Annahme ein- und desselben Grundmechanismus der beiden Erscheinungen, im einfachsten Falle also zu einer lichtelektrischen Theorie der Glühwirkung oder zu einer glühelektrischen Theorie der Lichtwirkung (Veröff. Nr. 3).

Einen weiteren Beitrag zur Theorie der glühelektrischen Wirkung liefert die bereits oben angeführte Arbeit (Veröff. Nr. 8 und 14) durch die genaue Untersuchung der Elektronenemission des als Elektronenquelle für die Absorptionsmessungen benutzten Glühdrahts, wobei der bisher noch nicht benutzte, theoretisch einfache und daher günstige Fall eines schmalen Strahlenbündels verwirklicht war. Die Resultate bestätigen die Annahme der Maxwellschen Verteilung der inneren Elektronengeschwindigkeiten nur angenähert; es ergeben sich kleine systematische Abweichungen, wie auch schon bei früheren Untersuchungen anderer Art.

d) Elektrizitätsleitung.

Die bereits früher in ihren beiden ersten Teilen besprochene Arbeit „Über Elektrizitätsleitung durch freie Elektronen und Träger" (3. Tätigkeitsbericht, Veröff. Nr. 6 und 12) ist durch einen dritten Teil zum Abschluß gebracht (Veröff. Nr. 5 und 6). Es werden erstens die Faktoren explizite angegeben, welche je nach der Masse des wandernden Partikels zur einfachen Wanderungsgeschwindigkeitsformel treten, um die Molekularbewegung

des Mediums und des Partikels, einschließlich der Ungleichheiten der Geschwindigkeiten und der Weglängen, erschöpfend zu berücksichtigen. Zweitens werden die verschiedenen Möglichkeiten des Verhaltens der Mediummoleküle an der Oberfläche des wandernden Partikels in ihrem Einfluß auf die Wanderungsgeschwindigkeit untersucht, so daß außer dem gewöhnlich angenommenen Fall elastischer Reflexion an glatten Kugelflächen nun auch andere, hiervon extrem verschiedene Grenzfälle berücksichtigt sind. Drittens endlich wird der Übergang von diesen ausschließlich dem Vorstellungskreis der kinetischen Gastheorie entstammenden und für genügend kleine Partikel geltenden Resultaten zum Stokes-Kirchhoffschen Widerstandsgesetz hergestellt, welches seinerseits ebenso ausschließlich der Hydrodynamik entnommen ist und für genügend große Partikel gilt. Hierdurch ist die bisherige Lücke, welche die Beherrschung des oft besonders interessierenden Falles von Partikeln gewisser mittlerer Kleinheit unsicher machte, geschlossen, und es ist die Wanderungsgeschwindigkeit bzw. der Reibungswiderstand beliebiger (kugeliger) Partikel jeder vorkommenden Größe — Elektron, Atom, Molekül, komplexes Molekül, ultramikroskopisches bis mikroskopisches Partikel und Kugel von beliebiger unmittelbar sichtbarer Größe — in Gasen und auch in Flüssigkeiten ohne wesentliche Unsicherheit angebbar geworden. Eine Zusammenstellung der für die verschiedenen Fälle in Betracht kommenden Formeln ist am Schlusse mitgeteilt. Die Anwendung auf die elektrolytischen Ionen ergibt deren Durchmesser und Wassergehalt in tabellarischer Zusammenstellung. Bemerkenswert ist dabei, daß das H-Ion nicht größer gefunden wird als das H_2-Molekül in gasförmigem Wasserstoff, obgleich ersteres durchschnittlich 1,4 H_2O-Moleküle in sich enthält, deren jedes für sich allein schon einen größeren Radius hat als das Ion. Es findet also Ineinanderlagerung von Atomion und Wassermolekül statt.

In einer weiteren Arbeit des gleichen Gebiets wird Herrn Langevins gewöhnlich als sehr vollkommen angesehene Theorie der Wanderungsgeschwindigkeit einer näheren Kritik unterzogen. Es ergibt sich, daß das von Herrn Langevin eingeschlagene Rechnungsverfahren wohl zur Anwendung auf Probleme der Diffusion geeignet ist, nicht aber zur feineren Berechnung der Wanderungsgeschwindigkeit eines Partikels in einem Kraftfeld. Es ist somit die Genauigkeit der Wanderungsgeschwindigkeitsgleichung des Herrn Langevin bisher überschätzt worden, und die Nichtübereinstimmung seiner Gleichung mit der entsprechenden in der vorbesprochenen Veröff. Nr. 5 und 6 bildet keinen Einwand gegen letztere (Veröff. Nr. 7, siehe auch Veröff. Nr. 6, S. 680).

Endlich wird in Veröff. Nr. 2 eine Zusammenstellung und kritische Bearbeitung der gesamten zur Zeit vorliegenden Literatur über Flammenleitung gegeben. Es wurde besonderer Wert darauf gelegt, die älteren Untersuchungen unter den Gesichtspunkten der neuesten Kenntnis zu verwerten, insbesondere auch deren quantitative, meist rein empirisch gewonnene Angaben auf ihren theoretischen Inhalt zu untersuchen und damit die gesamte bisherige Erfahrung einheitlich zusammenzufassen. Es ist außer der im Institut selbst ausgearbeiteten Theorie (vgl. 3. Tätigkeitsbericht, Veröff. Nr. 26) auch die später von Herrn E. Marx angegebene „lichtelektrische Theorie" berücksichtigt und kritisch analysiert.

e) Lichtemission.

Die bisher gewonnene Kenntnis über die räumliche Verteilung der spektralen Lichtemission der Metalle im elektrischen Bogen (vgl. u. a. 4. Tätigkeitsbericht Nr. 9) wurde durch die Hinzunahme der ultravioletten Linien erweitert und durch Vergleichung aller in Betracht kommenden optischen, elektrischen und thermischen Faktoren zu einem gewissen allgemeinen Abschluß gebracht. Das Einteilungsprinzip der Serien nach der räumlichen Verteilung der Emission (Hauptserie im Saume, 1., 2., 3. Nebenserie in stufenweise weiter innen gelegenen Mänteln der Bogenflammen) ist jetzt allgemein für viele Elemente durchgeführt; es ist zugleich auf seine prinzipielle Grundlage zurückgeführt, nämlich die verschiedenen Temperaturstufen, welche zur Emission der verschiedenen Serien gehören. Mit den Temperaturstufen hängen auch die Ladungszustände der Atome zusammen, welche die verschiedenen Serien ergeben. Besonders untersucht ist auch der Quecksilberbogen in der Quarzlampe. Die gesamte Literatur über die Zustände der Emissionszentren der Metallserien ist kritisch betrachtet und berücksichtigt (Veröff. Nr. 9).

f) Wasserfallelektrizität.

Zur Wasserfalltheorie der Gewitter wurde in neuen Versuchen das Verhalten von Wassertropfen in aufsteigendem Luftstrom durch Beobachtung bei Funkenbeleuchtung und kinematographische Aufnahmen näher studiert (Veröff. Nr. 4). Es war früher gezeigt worden (vgl. 3. Tätigkeitsbericht), daß weder das Zerreißen noch das Zusammenprallen von Tropfen genügende Elektrizitätsentwicklung gibt, um darauf eine Gewittertheorie (Simpson) gründen zu können; auch war durch das Studium der elektrischen Doppelschicht an den Wasseroberflächen klar geworden, daß nicht Zerreißen durch Schwere oder Trägheitswirkung, sondern nur Zerblasen durch einen Luftstrom elektrisch wirksam sein könne (vgl. 4. Tätigkeits-

bericht). Es war daher die Frage — was in der Literatur bezweifelt worden ist —, ob solches Zerblasen unter den in einer Gewitterwolke obwaltenden Umständen wirklich stattfindet. Die Versuche im Ventilatorluftstrom zeigten, daß es der Fall ist, wenn die Geschwindigkeit des Luftstromes veränderlich ist, wie es aber in der freien Atmosphäre tatsächlich vorkommt. Das Zerblasen findet sehr plötzlich statt und gibt für das freie Auge den Eindruck explosionsartigen Zerplatzens des Tropfens; die Momentaufnahmen zeigen die Einzelheiten, wobei der Tropfen ganz eigentümliche, bisher unbekannt gewesene Formen durchläuft (hutartige Höhlung von unten her bei plötzlichem Ansteigen der Luftgeschwindigkeit). Es wird auch elektrometrisch direkt gezeigt, daß dies Zerblasen elektrisch wirksam ist, im Gegensatz zu dem schon vor langer Zeit (Met. Zeitschr. 1904) beschriebenen Zerfahren im konstanten Luftstrom, das auch ein verhältnismäßig langsamer Vorgang ist. Die Erklärung der Gewitterelektrizität als Folge von Abtrennung der äußeren Belegung der Doppelschicht an den Oberflächen der Wassertropfen im Luftstrom ist dadurch auf feste Grundlage gesetzt.[1])

g) Phosphoreszenz.

Die bisher weniger bekannten Erdalkalisauerstoffphosphore wurden in größerer Mannigfaltigkeit hergestellt und in ihren Leuchteigenschaften quantitativ untersucht. Der Vergleich mit den entsprechenden Schwefel- und Selenphosphoren liefert eine durchgängige Analogie aller Eigenschaften und damit eine Bestätigung der bisherigen Anschauungen über den Mechanismus des Leuchtens. Durch die Hinzuziehung dieser neuen Phosphorgruppe wird daher das Gesamtproblem der Phosphoreszenz nicht kompliziert, sondern im Gegenteil durch Schaffung einer breiteren Grundlage vereinfacht (Veröff. Nr. 13).

h) Radioaktivität.

Die mit dem Durchgang hochfrequenter γ-Strahlung durch Metalle verknüpften Erscheinungen werden einer über die vorliegende Literatur hinausgehenden kritischen Untersuchung unterworfen, die es ermöglicht, die einzelnen Teilvorgänge getrennt quantitativ festzulegen. Es werden besonders die Absorption, die Streuung in breitem Bündel und die Geschwindigkeit der in lichtelektrischer Art ausgelösten Kathodenstrahlung gemessen. Dabei werden die an Kathodenstrahlenmessungen gemachten Erfahrungen besser ausgenutzt als es sonst geschehen ist, wobei auch die Frage nach einer etwaigen Analogie in der Ausbreitungsweise zwischen γ-Strahlen und Kathodenstrahlen behandelt wird. Eine solche Analogie läßt sich in der Tat verfolgen und verwerten; es werden aber auch die bestehenden Verschiedenheiten hervorgehoben. Daneben gibt die Arbeit wertvolle Anhaltspunkte für die Bestimmung der Zusammensetzung und des Alters von Mesothorpräparaten (Veröff. Nr. 10).

Eine weitere Arbeit enthält eine theoretische Untersuchung des Verlaufs der Abgabe radioaktiver Emanation von einer Flüssigkeit an ein Gas mit besonderer Berücksichtigung der für die Emanationsmessung und für die Emanationsbeschickung von Emanatorien in Betracht kommenden Gesichtspunkte. Sie will damit die Grundlage geben für alle entsprechenden Fragen der Messung und der Auswertung von Emanation (Veröff. Nr. 11).

II. Radiologisch-medizinische Untersuchungen.

Die hauptsächlich durch Anfragen von seiten der Kliniken gegebenen laufenden Arbeiten wurden in der Art der Vorkriegszeit wieder aufgenommen. Außerdem ist zurzeit eine Untersuchung über Hochfrequenzstrahlen im Gange, welche die Abhängigkeit des Verhältnisses der Oberflächenwirkung zur Tiefenwirkung bei der Therapie zum Gegenstande hat. Die neu erbohrte Heidelberger Soolquelle wurde auf ihren Radium- und Emanationsgehalt untersucht. Der Emanationsgehalt zeigte sich nahe ausschließlich als Folge des im Quellwasser selbst aufgelöst enthaltenen Radiums. Es wurden $1{,}4 \cdot 10^{-6}$ mgr Ra im l des an der Quelle geschöpften Wassers gefunden (Juni 1919). Diesem verhältnismäßig hohen Radiumgehalt entspricht auch ein erheblicher Emanationsgehalt der Quellgase, die auch chemisch untersucht wurden.

Verzeichnis der Veröffentlichungen aus dem Institut
(in zeitlicher Reihenfolge. August 1918 bis August 1820).

Nr. 1: „Über die Bestimmung von Elektronenaustrittsgeschwindigkeiten". Von A. Becker. Ann. d. Phys. **58**, 1919 (25. IX. 1918), S. 393. — Nr. 2: „Flammenleitung". Von A. Becker. Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus von L. Graetz, III. Bd. (18. III. 1919). — Nr. 3: „Vergleich der lichtelektrischen und thermischen Elektronenemission". Von A. Becker. Ann. d. Phys. **60**, 1919 (25. IV. 1919), S. 30. — Nr. 4: „Über das Zerblasen von Wassertropfen in Luftstrom und die Wasserfalltheorie der Gewitter". Von E. Hochschwender. Heidelberger Dissertation (24. VII. 1919). — Nr. 5: „Über Elektrizitätsleitung durch freie Elektronen und Träger. III. Wanderungsgeschwindigkeit kraftgetriebener Partikel in reibenden Medien". Von P. Lenard, mit Beiträgen von W. Weick und Hans Ferd. Mayer. Ann. d. Phys. **60**, 1919 (6. VIII. 1919), S. 329. — Nr. 6: Fortsetzung von Nr. 5. Ann. d. Phys. **61**, 1920 (6. XII. 1919), S. 665. — Nr. 7: „Kritik zur Wanderungsgeschwindigkeitsformel Herrn Langevins". Von Hans Ferd. Mayer. Ann. d. Phys. **62**, 1920 (9. XII. 1919), S. 358. — Nr. 8: „Über das Verhalten von Molekülen gegenüber freien langsamen Elektronen". Von Hans Ferd. Mayer. Heidelberger Dissertation (5. I. 1920). — Nr 9: „Über den elektrischen Bogen; Zentren und räumliche Verteilung der Lichtemission". Von A. Hörnle. Heidelberger Dissertation (9. I. 1920). —

[1]) Vorgetragen bei der Naturforscher-Versammlung in Nauheim, September 1920.

Nr. 10: „Über die Absorption, Diffusion und Rückdiffusion der γ-Strahlen von RC_1 bei Metallen mit Anwendung auf die Bestimmung der Zusammensetzung und des Alters von Mesothorpräparaten". Von O. Treitel. Heidelberger Dissertation (29. I. 1920). — Nr. 11: „Über die Emanationsentnahme aus Flüssigkeiten". Von A. Becker. Sitz.-Ber. d. Heidelb. Akad. d. Wiss. 1920, A. 6. Abh. (24. III. 1920). — Nr. 12: „Über Relativitätsprinzip, Äther, Gravitation". Von P. Lenard. Neue, vermehrte Ausgabe. Verlag von S. Hirzel (III. 1920). — Nr. 13: „Die Erdalkalisauerstoffphosphore". Von Ferd. Schmidt. Ann. d. Phys. **63**, 1920 (14. IV. 1920), S. 264. — Nr. 14: „Über das Verhalten von Molekülen gegenüber freien langsamen Elektronen". Von Hans Ferd. Mayer. Ann. d. Phys. (8. VIII. 1920) — Nr. 15: „Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen". Von C. Ramsauer. Ann. d. Phys. (VIII. 1920).

(Eingegangen am 12. Dezember 1920.)

Originalmitteilungen.

Elektromagnetische Schallsender.

Von H. Lichte.

In der technischen Akustik spielen Apparate, die zur Umwandlung elektrischer Energie in mechanisch-akustische Energie dienen, eine große Rolle. Die wichtigsten Vertreter solcher Apparate sind z. B. elektromagnetisch betriebene Unterwasserschallmembransender und in der Luftakustik das Telephon. Die Wirkungsweise beider Apparate ist im Prinzip dieselbe. Eine an einem Gehäuse *G* (Fig. 1) befestigte Membran *M*, die möglicherweise noch einen Anker *A* trägt, grenzt mit einer

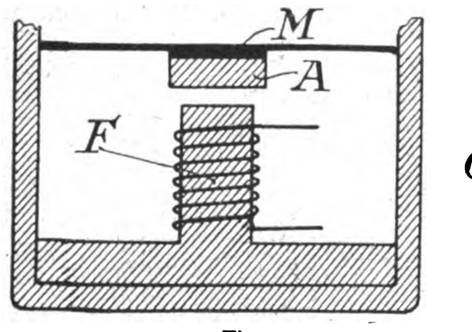


Fig. 1.

Seite an das Medium, in dem die Schallschwingungen erzeugt werden sollen. Die andere Seite der Membran, die den Anker trägt, befindet sich einem Elektromagneten *F* gegenüber, dessen Wicklung von einem Gleichstrom zur Erzeugung eines konstanten Feldes und einem Wechselstrom gespeist wird. Die Membran vollführt Schwingungen von derselben Frequenz wie die des Wechselstroms. Die in den Sender geschickte Leistung kann man mittels eines Wattmeters messen. Erregt man den Sender mit veränderlicher Frequenz so, daß der magnetische Fluß konstant bleibt, so ist die von dem Wattmeter angezeigte Leistung abhängig von der Frequenz.[1] Sie steigt in der Nähe der mechanischen Resonanz stark an (Fig. 2), erreicht in der Resonanz selbst ein Maximum und fällt dann wieder ab. Die gesamte Senderleistung zerfällt in zwei Teile, einen von der Bewegung des Ankers unabhängigen Teil, der den Kupfer- und Eisenverlusten im Sender entspricht und einen von der Bewegung abhängigen Teil, der der mechanisch-akustischen Leistung entspricht. Von letzterer geht ein Teil infolge innerer schädlicher Dämpfung im Sender verloren, der andere Teil wird akustisch an das Wasser abgestrahlt. Der mechanisch-akustische Wirkungsgrad des Senders ist gleich dem Verhältnis von mechanisch-akustischer Leistung zu der gesamten von dem Sender aufgenommenen Leistung.

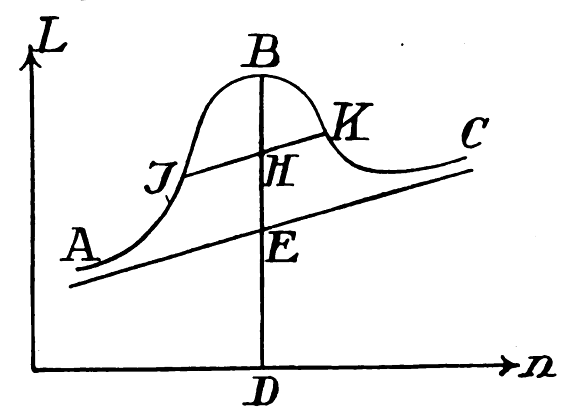


Fig. 2.

Eine Theorie eines elektromagnetischen Senders muß außer dem rein elektromagnetischen und dem mechanisch-akustischen Vorgange auch die Verknüpfung der beiden miteinander enthalten und die Bestimmung des Wirkungsgrades des Apparates liefern. Es ist von anderer Seite[1]) gezeigt, daß man die elektromagnetischen Vorgänge in einem elektromagnetischen Schallsender durch Vorgänge rein elektrischer Art ersetzen kann. Eine solche Anordnung besteht aus einer Wicklung, die den ruhenden Anker umschlingt und durch einen Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität geschlossen ist (Fig. 3). Wie in der Arbeit von Hahnemann und Hecht auseinandergesetzt ist, entspricht W_2 dem mechanisch-akustischen Arbeitswiderstand, L_2 der Elastizität der Membran und

[1]) Hahnemann und Hecht, Physikalische Zeitschrift **20** (1919), 104.

C_2 der Membranmasse. Die mechanische Amplitude der Sendermembran wird durch die Stromstärke i_2 im Spulenkreis 2 vertreten. Diese Anordnung stellt einen Resonanztransformator dar. Hahnemann und Hecht haben nun aus dem Diagramm dieses Transformators wichtige Beziehungen abgeleitet zwischen den elektrischen und mechanischen Größen von Schallsendern.

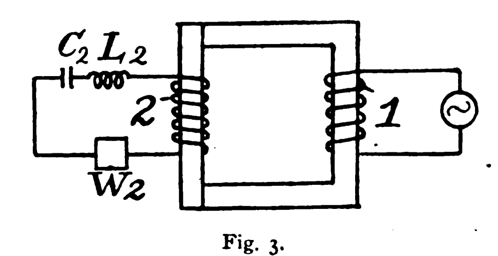


Fig. 3.

Diese Beziehungen werden durch die Beobachtung bestätigt, und dieser Umstand rechtfertigt die gedankliche Substitution des mechanisch-akustischen Vorganges durch den elektrischen. Man ist aber an diese Art der Darstellung, die vielleicht denjenigen, der nicht gewohnt ist, in Diagrammen zu denken, Schwierigkeiten bereitet, durchaus nicht gebunden. Es läßt sich der elektromagnetische Schallsender auch rein analytisch behandeln. Man muß dann natürlich zu denselben Resultaten kommen. Eine Theorie des Telephons ist schon von verschiedenen Autoren gegeben worden. Die allgemeinste Darstellung verdanken wir wohl Poincaré[1]), in der die Frage nach dem Wirkungsgrad aber nicht erörtert wird. Wir wollen nun im folgenden die Abhängigkeit des Wirkungsgrades von den Apparatekonstanten, die aus der Arbeit Hahnemann und Hecht nicht ohne weiteres hervorgeht, für den Praktiker aber große Bedeutung hat[2]), sowie die von Hahnemann und Hecht aus ihrem Diagramm abgeleiteten Beziehungen zwischen Wirkungsgrad und Dämpfung, sowie einige andere Beziehungen auf analytischem Wege ableiten.

Die Vorgänge durch einen elektromagnetischen Schallsender werden beschrieben durch zwei Gleichungen, eine für das mechanische Gleichgewicht und eine für das elektrische Gleichgewicht.

Für das mechanische Gleichgewicht muß das Produkt aus Masse und Beschleunigung gleich der Summe der wirksamen Kräfte sein. Die mechanische Schwingungsgleichung eines einfachen Systems lautet

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + g\frac{dx}{dt} + \alpha x = K. \qquad (1)$$

In dieser Gleichung bedeutet m die gesamte schwingende Masse, die sich zusammensetzt aus Membranmasse, Mediummasse und Konstruktionsmasse, x ist die Verrückung aus der Ruhelage, t die Zeit, g die Reibung und α die Direktionskraft. Die äußere Kraft K wird in unserem Fall durch magnetische Kräfte dargestellt. Es ist

$$K = \frac{1}{8\pi} B^2 Q, \qquad (2)$$

wo B die Induktion und Q den Querschnitt des Elektromagneten bedeuten. Ist N die gesamte Kraftlinienzahl, ξ die Windungszahl unseres Elektromagneten, J die Stromstärke, die sich zusammensetzt aus Gleichstrom J_0 und Wechselstrom i, l_L und l_E der Kraftlinienweg in Luft und Eisen, μ die Permeabilität des Eisens, so ist

$$B = \frac{N}{Q} = \frac{\xi J}{\frac{l_L}{4\pi} + \frac{l_E}{4\pi\mu}}. \qquad (3)$$

Der Einfachheit halber setzen wir

$$\frac{l_L}{4\pi} + \frac{l_E}{4\pi\mu} = \frac{l}{4\pi}, \qquad (4)$$

und nennen l die äquivalente Luftstrecke, so daß wir also erhalten

$$B = \frac{4\pi\xi(J_0 + i)}{b - x}, \qquad (5)$$

wo $b = l - a$ gesetzt ist. a bedeutet die konstante Ablenkung der Sendermembran aus der Gleichgewichtslage infolge der konstanten Magnetisierung durch J_0. In der Schwingungsgleichung lassen wir diesen Betrag außer acht, da uns hier ja nur der Schwingungsvorgang selbst interessiert. Für die erregende Kraft haben wir nunmehr den Ausdruck

$$K = \frac{1}{8\pi}(4\pi\xi)^2\left(\frac{J_0 + i}{b - x}\right)^2 Q$$
$$= 2\pi\xi^2 Q\frac{J_0^2 + 2J_0 i + i^2}{b^2 - 2bx + x^2}.$$

Machen wir nun die Annahme, daß i klein ist gegen J_0 und x klein gegen a und b so erhalten wir, wenn wir die für den Schwingungsvorgang nicht in Frage kommenden konstanten Glieder gleich Null setzen, für die Schwingungsgleichung

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + gx + \alpha x = 4\pi\xi^2 Q\frac{J_0^2}{b^2}\left(\frac{i}{J_0} + \frac{x}{b}\right).$$

Setzen wir $i = 0$, so haben wir die Gleichung für die freie Schwingung. In dieser ist das mit x behaftete Glied gleich:

$$\alpha - 4\pi\xi^2 Q\frac{J_0^2}{b^3}.$$

Wenn wir von dem Einfluß der Dämpfung ab-

[1]) L'Eclairage electrique **20**, (1907).
[2]) In einer späteren Arbeit ist diese Beziehung von Hahnemann und Hecht abgeleitet worden. Ann. d. Phys.

sehen, so ist also die Eigenschwingung des Systems:

$$n = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{m}\left(\alpha - 4\pi\xi^2 Q\frac{J_0^2}{b^3}\right)}\,. \tag{6}$$

Durch die Gleichstrommagnetisierung erfährt also die mechanische Abstimmung eine Erniedrigung; die Elastizität des Senders wird scheinbar erniedrigt. Setzen wir

$$\alpha - 4\pi\xi^2 Q\frac{J_0^2}{b^3} = \beta, \tag{7}$$

und beachten wir ferner, daß

$$\frac{4\pi\xi^2 Q}{b} = L \tag{8}$$

die Selbstinduktion des Magneten darstellt, so erhalten wir nunmehr für die Schwingungsgleichung

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + g\frac{dx}{dt} + \beta x = L\frac{J_0}{b}i. \tag{9}$$

Zu dieser Gleichung für die mechanischen Vorgänge tritt noch eine Gleichung für die elektrischen Vorgänge hinzu. Für das elektrische Gleichgewicht gilt die Beziehung

$$e = iR + \xi\frac{dN}{dt} = iR + \xi\left(\frac{\partial N}{\partial i}\frac{di}{dt} + \frac{\partial N}{\partial x}\frac{dx}{dt}\right).$$

Auch hier wollen wir konstante Glieder nicht berücksichtigen. R bedeutet den gesamten Verlustwiderstand des Apparates. Da

$$N = BQ = \frac{4\pi\xi(J_0+i)}{b-x}Q,$$

so ist

$$\frac{\partial N}{\partial i} = \frac{4\pi\xi Q}{b-x}$$

und

$$\frac{\partial N}{\partial x} = \frac{4\pi\xi Q}{(b-x)^2}(J_0+i).$$

Berücksichtigen wir wieder, daß $x \ll b$ und $i \ll J_0$, so wird die Gleichung für das elektrische Gleichgewicht

$$iR + L\frac{di}{dt} + L\frac{J_0}{b}\frac{dx}{dt} = e. \tag{10}$$

Legen wir in den Apparat eine sinusförmige Spannung

$$e = \mathfrak{E}_\varepsilon^{\,j\omega t}$$

von der Kreisfrequenz ω, so hat auch der Strom einen sinusförmigen Verlauf derselben Frequenz

$$i = \mathfrak{J}_\varepsilon^{\,j\omega t},$$

und auch die mechanische Bewegung gehorcht demselben Gesetz,

$$x = \mathfrak{X}_\varepsilon^{\,j\omega t}.$$

Gehen wir mit den Ausdrücken für e, i und x in die Gleichungen (9) und (10) ein, so erhalten wir

$$-m\omega^2\mathfrak{X} + j\omega g\mathfrak{X} + \beta\mathfrak{X} = L\frac{J_0}{b}\mathfrak{J} \tag{11}$$

$$R\mathfrak{J} + j\omega L\mathfrak{J} + j\omega L\frac{J_0}{b}\mathfrak{X} = \mathfrak{E}. \tag{12}$$

Die Gleichung (11) stellt die Beziehung zwischen Amplitude und Strom dar. Die Phasenverschiebung zwischen beiden ist gegeben durch

$$\operatorname{tg}\varphi_2 = -\frac{g\omega}{\beta - m\omega^2} = -\frac{\mathfrak{d}}{\pi}\frac{\omega\omega_R}{\omega_R^2-\omega^2},$$

wofür wir in Resonanznähe schreiben können

$$\operatorname{tg}\varphi_2 = -\frac{\mathfrak{d}}{2\pi x}.$$

Hier bedeutet

$$x = \frac{\omega_R}{\omega} - 1$$

die Verstimmung. Im Resonanzfalle selbst ist $\varphi_2 = -90^0$.

Aus den beiden Gleichungen (11) und (12) geht folgende Beziehung zwischen $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{J}$ hervor:

$$\mathfrak{J}\left\{R + \frac{g\omega^2 L^2\frac{J_0^2}{b^2}}{(\beta - m\omega^2)^2 + g^2\omega^2} + j\omega\left(L + \frac{L^2\frac{J_0^2}{b^2}(\beta - m\omega^2)}{(\beta-m\omega^2)^2 + g^2\omega^2}\right)\right\} = \mathfrak{E}. \tag{13}$$

Sowohl der Widerstand, als auch die Selbstinduktion des Apparates erfährt durch die Schwingung eine Veränderung.[1] Zu dem Verlustwiderstand R addiert sich ein von der Frequenz abhängiger Widerstand

$$R_\varepsilon = \frac{g\omega^2 L^2\frac{J_0^2}{b^2}}{(\beta - m\omega^2)^2 + g^2\omega^2} = \frac{g\omega^2 L_2\frac{J_0^2}{b^2}}{m^2(\omega_R^2-\omega^2)^2 + g^2\omega^2}, \tag{14}$$

der für die Resonanzfrequenz ω_R, die durch Gleichung (6) gegeben ist, sein Maximum erreicht. Die von dem Sender aufgenommene Leistung ist

$$M = \tfrac{1}{2}(R + R_\varepsilon)i^2.$$

Der von R abhängige Teil stellt die elektrischen Verluste dar, der von R_ε abhängige Teil stellt die mechanisch-akustische Leistung dar. Im Resonanzfall ist der mechanisch-akustische Teil

$$\tfrac{1}{2}R_{\varepsilon\,\max}\cdot i^2 = \frac{L^2 J_0^2}{b^2\cdot 2g}i^2, \tag{15}$$

bilden wir $R_{\varepsilon\,\max}/R_\varepsilon$, so liefert uns dieser Aus-

[1] Siehe Breisig, Theoretische Telegraphie, 266.

druck die Resonanzkurve des Senders ohne Berücksichtigung der Verluste. Da

$$g = \frac{\mathfrak{d}}{\pi} m \omega_R , \qquad (16)$$

wo $\mathfrak{d}$ das logarithmische Dekrement darstellt, so ist

$$\frac{R_{\varepsilon\,\max}}{R_\varepsilon} = 1 + \left(\frac{\omega_R^2 - \omega^2}{\omega\,\omega_R}\right)^2 \left(\frac{\pi}{\mathfrak{d}}\right)^2 . \qquad (17)$$

Führen wir die Verstimmung

$$x = \frac{\omega_R}{\omega} - 1$$

ein, so erhalten wir die Resonanzkurve in der Nähe der Resonanz

$$\frac{R_{\varepsilon\,\max}}{R_\varepsilon} = 1 + \left(\frac{2\,\pi\,x}{\mathfrak{d}}\right)^2 . \qquad (18)$$

Der mechanisch-akustische Wirkungsgrad ist gleich dem Verhältnis der mechanisch-akustischen Leistung zur gesamten vom Sender aufgenommenen Leistung. Es ist also

$$\eta = \frac{R_\varepsilon}{R - R_\varepsilon} . \qquad (19)$$

Im Resonanzfall tritt $R_{\varepsilon\,\max}$ an die Stelle von R_ε. Es ergibt sich ohne weiteres

$$\frac{\eta}{1 - \eta} = \frac{R_{\varepsilon\,\max}}{R} = \frac{L^2 J_0^2}{R g} .$$

Betreiben wir den Schallsender in verschiedenen Medien, so bleiben beim Übergang von einem Medium in ein anderes L, J_0, b und R unverändert, wohl aber ändert sich g und damit auch η.

Für irgend zwei Medien 1 und 2 gilt also die Beziehung

$$\frac{\eta_1 (1 - \eta_2)}{\eta_2 (1 - \eta_1)} = \frac{g_2}{g_1}$$

oder, da $g = \frac{\mathfrak{d}\,\omega_R\,m}{\pi}$,

$$\frac{\eta_1 (1 - \eta_2)}{\eta_2 (1 - \eta_1)} = \frac{\mathfrak{d}_2\,\omega_{R_2}\,m_2}{\mathfrak{d}_1\,\omega_{R_1}\,m_1} = \frac{\mathfrak{d}_2\,\omega_{R_1}}{\mathfrak{d}_1\,\omega_{R_2}} .$$

Der Ausdruck

$$\frac{\eta}{1 - \eta}\,\mathfrak{d}\,\omega_R\,m = \frac{\eta}{1 - \eta}\,\frac{\mathfrak{d}}{\omega_R} = C \qquad (20)$$

bleibt beim Übergang von einem Medium in ein anderes unverändert, ist also eine Apparatekonstante. Ändert sich bei dem Übergang von einem Medium in ein anderes die mitschwingende Mediummasse nicht sehr, können wir also die Eigenschwingungszahl des Apparates als konstant ansehen, so bleibt der Ausdruck

$$\frac{\eta\,\mathfrak{d}}{1 - \eta}$$

unverändert. Die Konstanz dieses letzteren Ausdrucks ergibt sich auch aus der diagrammatischen Behandlung des Senders. Der Wert von C ergibt sich aus den Apparatekonstanten zu

$$C = \pi \frac{L^2 J_0^2}{b^2 R}$$

oder unter Berücksichtigung von (4), da $a \ll l$ ist,

$$C = \pi \frac{L^2 J_0^2}{R \left\{ l_L + \frac{l_E}{\mu} \right\}^2} . \qquad (21)$$

Der Wirkungsgrad selbst berechnet sich zu

$$\eta = \frac{1}{1 + \frac{\mathfrak{d}}{\omega_R C}} , \qquad (22)$$

ein Ausdruck, der nur noch Apparatekonstanten enthält.

Wir wenden uns nunmehr dem Verlauf der Selbstinduktion zu. Wie der Widerstand, zerfällt auch die Selbstinduktion L_g in zwei Teile, einen konstanten L und einen von der Frequenz abhängigen Teil L_2.

$$L_g = L + L_2 . \qquad (23)$$

Der von der Frequenz abhängige Teil ist nach (13) nach einigen Umformungen

$$L_2 = \frac{L^2 J_0^2}{b^2 m (\omega_R^2 - \omega^2) \left\{ 1 + \left(\frac{\mathfrak{d}}{\pi}\right)^2 \left(\frac{\omega_R\,\omega}{\omega_R^2 - \omega^2}\right)^2 \right\}} . \qquad (24)$$

In der Nähe der Resonanz können wir dafür auch schreiben

$$L_2 = \frac{L^2 J_0^2}{b^2 m \cdot 2\,x\,\omega_R^2 \left\{ 1 + \left(\frac{\mathfrak{d}}{2\,\pi\,x}\right)^2 \right\}} . \qquad (25)$$

In der Resonanz selbst ist $L_2 = 0$.

Um den Verlauf der Selbstinduktion als Funktion der Frequenz darzustellen, bilden wir zweckmäßig den Ausdruck

$$\frac{L_g}{L} = 1 + \frac{L_2}{L}$$

oder

$$\frac{L_g}{L} = 1 + \frac{L^2 J_0^2}{b^2 m (\omega_R^2 - \omega^2) \left\{ 1 + \left(\frac{\mathfrak{d}}{\pi}\right)^2 \left(\frac{\omega_R\,\omega}{\omega_R^2 - \omega^2}\right)^2 \right\}} , \qquad (26)$$

der in Resonanznähe übergeht in

$$\frac{L_g}{L} = 1 + \frac{L^2 J_0^2}{b^2 m \cdot 2\,x\,\omega_R^2 \left\{ 1 + \left(\frac{\mathfrak{d}}{2\,\pi\,x}\right)^2 \right\}} . \qquad (27)$$

Infolge der Veränderlichkeit des Widerstandes und der Selbstinduktion mit der Frequenz ändert sich auch die Phasenverschiebung zwischen Strom

und Spannung mit der Frequenz. Bezeichnen wir den Phasenwinkel zwischen beiden mit φ_1, so ist

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{\omega (L + L_2)}{R + R_\varepsilon}.$$

Wenn wir für L_2 und R_ε die früher bestimmten Werte einsetzen, so erhalten wir

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{\omega L \left\{ 1 + \dfrac{L J_0^2 (\omega_R^2 - \omega^2)}{b^2 \cdot m \left[(\omega_R^2 - \omega^2)^2 + \left(\dfrac{\mathfrak{d}}{\pi}\right)^2 \omega^2 \omega_R^2 \right]} \right\}}{R \left\{ 1 + \dfrac{\dfrac{\mathfrak{d}}{\pi} \omega_R \omega^2 L^2 \dfrac{J_0^2}{b^2}}{R m \left[(\omega_R^2 - \omega^2)^2 + \left(\dfrac{\mathfrak{d}}{\pi}\right)^2 \omega_R^2 \omega^2 \right]} \right\}}. \quad (28)$$

In Resonanznähe können wir dafür setzen

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{\omega L \left\{ 1 + \dfrac{L^2 \dfrac{J_0^2}{b^2}}{2 x m \omega_R^2 \left[1 + \left(\dfrac{\mathfrak{d}}{2 \pi x} \right)^2 \right]} \right\}}{R \left\{ 1 + \dfrac{\mathfrak{d}}{\pi} \dfrac{\omega_R L}{R} \dfrac{\dfrac{L J_0^2}{b^2 4 m x^2 \omega_R^2}}{\left[1 + \left(\dfrac{\mathfrak{d}}{2 \pi x} \right)^2 \right]} \right\}}. \quad (29)$$

Im Resonanzfall selbst geht dieser Ausdruck über in

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{\omega_R L}{R + R_{\varepsilon \max}}. \quad (30)$$

Wenn man den schwingenden Anker festbremst, so wird der Phasenwinkel zwischen Strom und Spannung φ_0, der sich berechnet aus

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{\omega_R L}{R}. \quad (31)$$

Das Komplement zu diesem Winkel $\psi = 90^0 - \varphi$ nennen Hahnemann und Hecht den Verlustwinkel. Es ist also

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{1}{\operatorname{tg} \varphi_0} = \frac{R}{\omega_R L}. \quad (32)$$

Zwischen diesem Verlustwinkel ψ, dem Phasenwinkel zwischen Strom und Spannung in Resonanz φ_1, und dem Wirkungsgrad η besteht nun eine weitere wichtige Beziehung.

Aus (30) und (32) ergibt sich nämlich durch Division

$$\frac{\operatorname{tg} \varphi_1}{\operatorname{tg} \varphi_0} = \frac{R}{R + R_{\varepsilon \max}} = 1 - \eta. \quad (33)$$

In den meisten praktischen Fällen darf man setzen

$$\sin \varphi_0 = \sin \varphi = 1.$$

Dann kann man den Wirkungsgrad direkt aus den Leistungsfaktoren bestimmen zu

$$\eta = 1 - \frac{\cos \varphi_0}{\cos \varphi}. \quad (34)$$

$\cos \varphi_0$ ist hier der Leistungsfaktor in der Resonanz bei festgebremstem Anker des Senders, $\cos \varphi$ derjenige bei schwingendem Anker. Praktisch genügt es, den Anker außerhalb der Resonanz als feststehend zu betrachten und hier den Leistungsfaktor zu bestimmen.

In Wirklichkeit ist es nicht ganz gleichgültig, ob man oberhalb oder unterhalb der Resonanz mißt. Ist beispielsweise $\omega \ll \omega_R$, mißt man also weit unterhalb der Resonanz, dann erhalten wir

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{\omega L}{R} \left\{ 1 + \frac{L \dfrac{J_0^2}{b^2}}{m \omega_R^2} \right\} \quad (35)$$

und nach kleiner Umformung für

$$\frac{\operatorname{tg} \varphi_1}{\operatorname{tg} \varphi_0} = \frac{\omega_R}{\omega} \frac{1}{\left[1 + \dfrac{R_{\varepsilon \max}}{R_\varepsilon} \right] \cdot \left[1 + \left(\dfrac{R_{E \max}}{\omega_R L} \right)^2 \right]},$$

und wenn wir $R_{\varepsilon \max} \ll \omega_R L$ annehmen dürfen, wird

$$\frac{\operatorname{tg} \varphi_1}{\operatorname{tg} \varphi_0} = (1 - \eta) \frac{\omega_R}{\omega}, \quad (36)$$

also tatsächlich kleiner als sich aus (33) ergibt.

Für irgendeinen gegebenen Apparat sind Wirkungsgrad, Dämpfung und Verlustwinkel bestimmt. Wir können nun den Ausdruck

$$\frac{L J_0^2}{b^2 m}$$

durch diese Größen darstellen, wenn wir (20) und (32) berücksichtigen. Es ist dann

$$\frac{L J_0^2}{b^2 m} = \frac{\eta}{1 - \eta} \omega_R^2 \left(\frac{\mathfrak{d}}{\pi} \right) \operatorname{tg} \psi. \quad (37)$$

Mit diesem Wert geht (26) über in

$$\frac{L_g}{L} = 1 + \frac{\eta}{1 - \eta} \left(\frac{\mathfrak{d}}{\pi} \right) \operatorname{tg} \psi \cdot \frac{1}{\left(1 - \dfrac{\omega^2}{\omega_R^2} \right) \left\{ 1 + \left(\dfrac{\mathfrak{d}}{\pi} \right)^2 \left(\dfrac{\dfrac{\omega}{\omega_R}}{1 - \left(\dfrac{\omega^2}{\omega_R^2} \right)^2} \right) \right\}} \quad (38)$$

Wir entnehmen der Arbeit von Hahnemann und Hecht die Werte

$$\eta = 0{,}64; \quad \operatorname{tg} \psi = 0{,}20; \quad \mathfrak{d} = 0{,}25$$

und gehen damit in (38) ein. Das Resultat dieser Operation zeigt Fig. 4, in der als Abszissen ω/ω_R, als Ordinaten L_g/L eingetragen sind. Die gestrichelte Kurve ist aus der Arbeit von Hahnemann und Hecht übertragen. Beide Kurven

weichen etwas voneinander ab, indem die gestrichelte Kurve gegen die ausgezogene nach links unten verschoben erscheint. Diese Abweichung ist dadurch zu erklären, daß Hahnemann und Hecht in ihrem Diagramm von dem Amplitudenmaximum als Resonanzstelle ausgehen, das nicht mit dem Leistungsmaximum zusammenfällt.

mithin die Änderung der Schwingungszahl

$$\Delta n = \frac{\eta \mathfrak{d}}{1 - \eta} \frac{\operatorname{tg} \psi}{\pi} 50\,\%.$$

Für

$$\eta = 0{,}64\,; \quad \operatorname{tg} \psi = 0{,}2\,; \quad \mathfrak{d} = 0{,}25$$

ist die Änderung

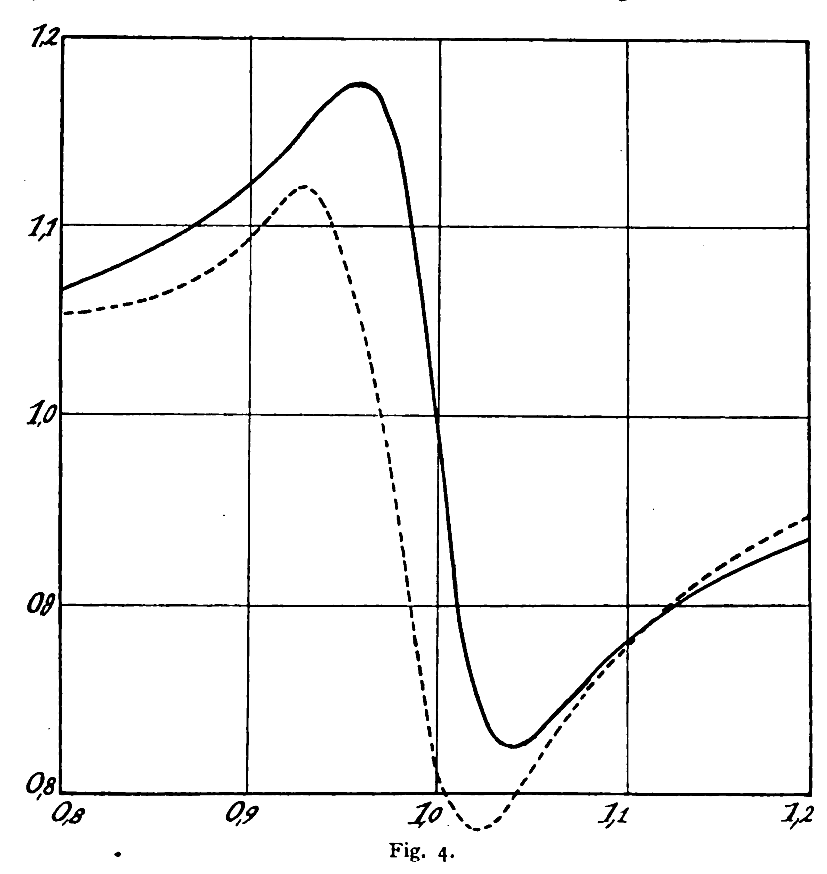


Fig. 4.

Zum Schluß wollen wir noch die Änderung der Eigenschwingung unseres Systems durch Einschaltung des Gleichstromfeldes bestimmen. Wir hatten gesehen, daß die Änderung der Elastizität

$$\alpha_1 = \frac{4\pi \xi^2 Q}{b} \frac{J_0^2}{b^2} = L \frac{J_0^2}{b^2}$$

beträgt. Führen wir hier für $L \frac{J_0^2}{b^2}$ den Wert aus (37) ein, so ist

$$\alpha_1 = \frac{\eta}{1 - \eta} m \omega_K^2 \frac{\mathfrak{d}}{\pi} \operatorname{tg} \psi.$$

Da die Elastizität ohne Gleichstromfeld angenähert

$$\alpha = m \omega_K^2$$

ist, so ist die prozentuale Änderung der Elastizität

$$\frac{\alpha_1}{\alpha} 100 = \frac{\eta \mathfrak{d}}{1 - \eta} \frac{\operatorname{tg} \psi}{\pi} 100\,\%,$$

$$\Delta n = 1{,}4\,\%.$$

Die Änderung der Schwingungszahl ist auch tatsächlich beobachtet worden.

Zusammenfassung.

Wir haben im vorhergehenden eine analytische Theorie eines elektromagnetischen Schallsenders gegeben, die ausgeht von den von Poincaré abgeleiteten elektromechanischen Gleichungen für das Telephon. Es wird der Wirkungsgrad eines elektromagnetischen Schallsenders aus den Apparatenkonstanten bestimmt. Zwischen Dämpfung, Wirkungsgrad und Verlustwinkel werden gewisse Beziehungen abgeleitet, aus denen sich die von Hahnemann und Hecht auf anderem Wege gefundenen Beziehungen zwischen denselben Größen als Grenzfälle ergeben.

(Eingegangen am 28. August 1920.)

Zur Theorie der Lichtbogenschwingungen.

Von E. Mayer.

Einleitung.

Die Verwendung des „Poulsen"-Lichtbogens als Schwingungserzeuger für Zwecke der drahtlosen Telegraphie hat in den letzten Jahren einen erheblichen Umfang angenommen. Besonders in Großstationen für Telegraphie auf große Entfernungen ist der Lichtbogen verwandt worden. Es ist der Zweck der folgenden Untersuchungen, zum Verständnis der Wirkungsweise des technisch verwendeten Lichtbogens sls Schwingungerzeuger einen Beitrag zu liefern.

Es ist eine jedem Praktiker bekannte Tatsache, daß bei großen Lichtbögen der Effektivstrom in der Antenne gegeben ist durch den Speisestrom, und zwar in weiten Grenzen unabhängig von Wellenlänge und Antennenwiderstand. Dabei ist der Speisestrom sets ungefähr gleich dem $\sqrt{2}$-fachen des Effektivantennenstromes. Für diese Tatsache soll in der Arbeit auf Grund einfacher Annahmen eine ausreichende Erklärung gezogen werden.

Ferner herrscht über den mit dem Lichtbogen erreichbaren Wirkungsgrad einige Unklarheit. Die vorliegende Untersuchung beabsichtigt zu zeigen, in welcher Weise der Wirkungsgrad durch die Charakteristik des Licntbogens bedingt ist.

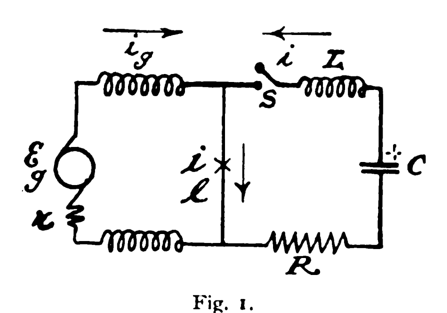


Fig. 1.

Fig. 1 gibt schematisch die normale Schaltungsweise eines Lichtbogengenerators nach Poulsen wieder. Dabei stellt CLR irgendein schwingungsfähiges System dar, d. h., ebensowohl einen Antennenkreis, in welchem Falle C und L wirksame Kapazität und Selbstinduktion bedeuten, wie einen Kondensatorkreis.

Sind im System CLR Schwingungen vorhanden, so unterscheidet man zwei Fälle, je nach dem die Amplitude des Hochfrequenzstroms J kleiner oder größer ist als der Speisestrom i_g.

Schwingungen erster Art bestehen so lange $J < i_g$ ist. Fig. 2 zeigt qualitativ den Verlauf des Stromes i im Schwingungskreise und des Stromes im Lichtbogen, wenn $J = i_g/2$ ist. Der Strom i ist merklich sinusförmig, der Strom $i_l = i_g + i$ ein pulsierender Strom, entstanden durch Übereinanderlagern von i und i_g. Fig. 3 stellt den Grenzfall dar, daß $J = i_g$ ist.

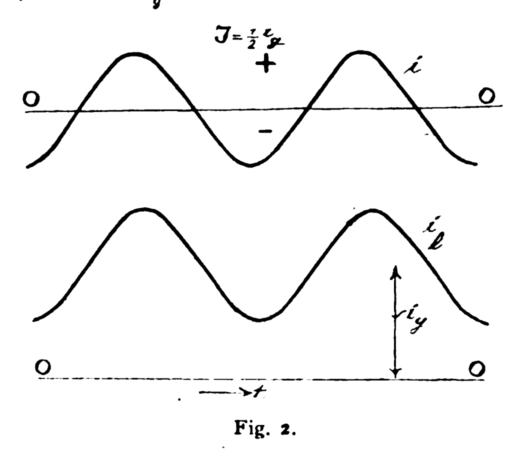


Fig. 2.

Wird $J > i_g$, so spricht man von Schwingungen zweiter Art. Der Strom im Schwingungskreis ist nicht mehr sinusförmig, sondern, wie Fig. 4

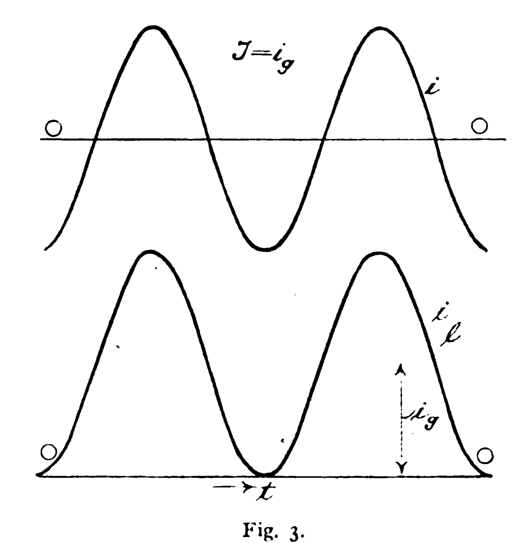


Fig. 3.

zeigt, während einer gewissen Zeit, zwischen den Punkten A und B, ungefähr gleich dem Speisestrom i_g, während des Restes der Zeit jeder Schwingung merklich ein sinusförmiger Strom. Der Lichtbogenstrom ist zwischen den Punkten A und B gleich Null, der Lichtbogen also erloschen.

Kapitel I. Die Annahmen und die daraus sich ergebenden Folgerungen.

§ 1. Annahmen.

Um die Verfolgung der Vorgänge, besonders bei Schwingungen zweiter Art zu erleichtern, werden die folgenden Annahmen gemacht:

1. Der Speisestrom werde als merklich konstant angesehen, d. h.

$$i_g = \text{constans.}$$

Es ist klar, daß, wenn Schwingungen im Hochfrequenzkreise vorhanden sind, am Lichtbogen eine Wechselspannung auftreten muß, die ihrerseits einen Wechselstrom von der Frequenz von i im Speisekreise zur Folge hat. Die Amplitude dieses Wechselstromes läßt sich durch Einschaltung großer Drosselspulen in die Speiseleitung beliebig klein halten. In allen praktischen Fällen kann daher die Schwankung des Speisestromes während jeder Periode mit Recht vernachlässigt werden.

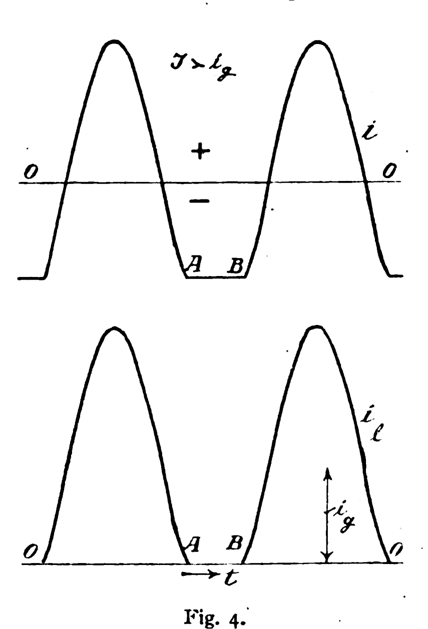


Fig. 4.

2. Während der Dauer des Schwingungsvorgangs sei der Strom i im Hochfrequenzsystem CLR stets sinusförmig, d. h.

$$i = J \sin \omega t,$$

und zwar sei der Stromverlauf merklich gleich demjenigen für die Eigenschwingungen des Hochfrequenzsystems CLR. Das ist gleichbedeutend mit der Annahme, daß

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{CL}}$$

sein soll.

Diese Annahme gilt also für Schwingungen erster Art während der ganzen Periode, bei Schwingungen zweiter Art während desjenigen Teils jeder Periode, in welchem im Lichtbogen Strom fließt

§ 2. Stromverlauf bei Schwingungen zweiter Art.

a) Nach den Annahmen des vorigen Paragraphen läßt sich der Verlauf des Stromes im Schwingungskreise sowohl wie im Lichtbogen für Schwingungen erster Art ohne weiteres aufzeichnen. Der Strom im Lichtbogen, i_l, ist gleich der Summe des Speisestroms und des Schwingungsstroms,

$$i_l = i_g + J \sin \omega$$

Dabei ist das Vorzeichen von i so gewählt, daß i positiv ist, wenn es den Strom im Lichtbogen vermehrt, negativ, wenn es ihn vermindert.

Für Schwingungen erster Art, d. h., so lange $J < i_g$, ergibt sich der Stromverlauf der Fig. 2.

b) Für den Verlauf des Stromes bei Schwingungen zweiter Art ist die Tatsache von Bedeutung, daß im Poulsenbogen ein negativer Strom nur bei sehr hoher Spannung fließen kann. Ist nun $J > i_g$, so nimmt während der negativen Halbperiode des Hochfrequenzstromes i_l von i_g auf Null ab. Im Augenblicke, wo $i = -i_g$ wird, erlischt der Bogen, der Strom im Bogen bleibt Null bis zum Momente, wo der Bogen wieder zündet. Während dieser Zeit fließt der Gleichstrom i_g in den Kondensator C und lädt ihn auf. Sobald der Kondensator soweit aufgeladen ist, daß am Bogen die Zündspannung erreicht ist (Fig. 5, Punkt A), nimmt die Schwingung im Hochfrequenzkreise ihren Fortgang. i wächst von dem Momentanwerte $-i_g$ beim Einsetzen der Schwingung auf Null an, durchläuft eine volle positive Halbperiode mit Ansteigen bis zum Werte $+J$ und Abfall auf Null (Fig. 5,

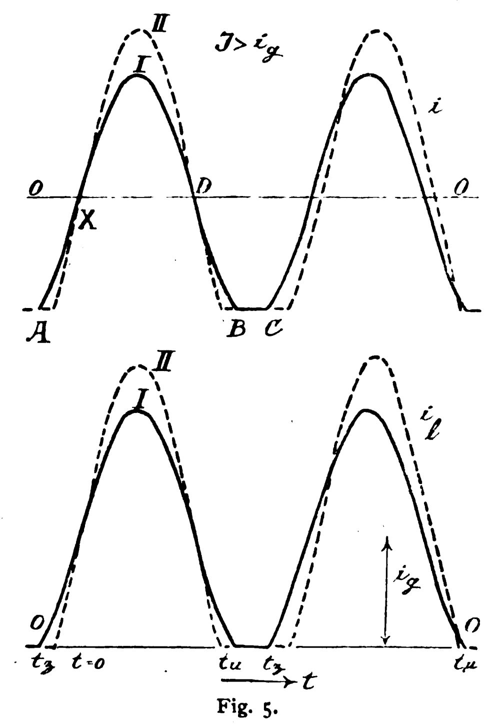


Fig. 5.

Punkt A bis D), fällt dann weiter bis auf den Momentanwert $i = -i_g$, im selben Augenblick erlischt der Bogen und der Gleichstrom i_g lädt wiederum den Kondensator auf.

Es sind also bei Lichtbogenschwingungen zwei Stadien zu unterscheiden:

1. das der Ladung, während dessen der Speisestrom direkt in den Kondensator fließt und der Lichtbogenstrom Null ist;

2. das der Schwingung, während dessen im Schwingungskreis der Strom $i = J \sin \omega t$ fließt, und der Lichtbogenstrom ($i_l = i_g + J \sin \omega t$) ist.

In Fig. 5 ist der Stromverlauf im Schwingungskreise und im Lichtbogen für zwei Werte des Verhältnisses J/i_g dargestellt. Die Kurven I gelten für $J/i_g = 1{,}1$, die Kurven II für $J/i_g = 1{,}5$. Das Stadium der Schwingung spielt sich zwischen den Punkten A und B ab, das der Ladung zwischen B und C.

§ 3. Zeitpunkt der Unterbrechung und Zündung des Lichtbogens.

Aus der Annahme, daß der Strom im Kreise CLR während des Schwingungsstadiums dem Gesetze $i = J \sin \omega t$ folgt, ergibt sich, daß die Zeit gezählt wird von dem Momente (Fig. 5, Punkt X), in welchem i durch Null geht und positive Werte annimmt. Der Zeitpunkt t_z (Punkt A der Fig. 5), in welchem das Schwingungsstadium einsetzt, ergibt sich aus der Bedingung, daß

$$J \sin \omega t_z = i_g,$$

und

$$\frac{di}{dt} = \omega J \cos \omega t_z < 0,$$

woraus sich ergibt

$$t_z = \frac{\operatorname{arc\,sin}\left(-\frac{i_g}{J}\right)}{\omega}$$

$$= -\frac{\operatorname{arc\,sin}\frac{i_g}{J}}{\omega}$$

$$= \frac{-\frac{\pi}{2} + \operatorname{arc\,cos}\frac{i_g}{J}}{\omega}.$$

Der Zeitpunkt t_μ, in welchem der Strom im Lichtbogen unterbrochen wird und das Schwingungsstadium endet, ist wiederum durch die Bedingung gegeben, daß

$$J \sin \omega t_u = -i_g,$$

wobei aber

$$\frac{di}{dt} = \omega J \cos \omega t_u < 0$$

sein muß. Daraus ergibt sich,

$$t_\mu = \frac{\pi + \operatorname{arc\,sin}\frac{i_g}{J}}{\omega}$$

$$= \frac{\frac{3\pi}{2} - \operatorname{arc\,cos}\frac{i_g}{J}}{\omega}.$$

§ 4. Dauer des Schwingungsstadiums, des Ladestadiums und einer ganzen Periode.

Die Dauer des Schwingungsstadiums τ_s ist gleich der zwischen den Zeitpunkten t_z und t_μ verflossenen Zeit, also

$$\tau_s = t_\mu - t_z = \frac{2\pi - 2\operatorname{arc\,cos}\frac{i_g}{J}}{\omega}.$$

Die Dauer T der Eigenperiode des Kreises CLR ist bekanntlich $2\pi/\omega$, also

$$\tau_s = T - \frac{2\operatorname{arc\,cos}\frac{i_g}{J}}{\omega}.$$

Bezeichne $\varkappa_1$ das Verhältnis der Dauer des Schwingungsstadiums zur Periode der Eigenschwingung, so ist

$$\varkappa_1 = \frac{\tau_s}{T} = \frac{2\pi - 2\operatorname{arc\,cos}\frac{i_g}{J}}{2\pi} = 1 - \frac{\operatorname{arc\,cos}\frac{i_g}{J}}{\pi}.$$

Die Dauer des Ladestadiums, τ_l, ist durch die Bedingung ergeben, daß im stationären Zustande das Zeitintegral $\int i\,dt$ des in den Kondensator C fließenden Stromes, über die Zeit einer ganzen Lichtbogenschwingungsperiode erstreckt, Null sein muß. Daraus ergibt sich:

$$\int_0^{\tau_s + \tau_l} i\,dt = \tau_l \cdot i_g + \int_{\frac{-\frac{\pi}{2} + \operatorname{arc\,cos}\frac{i_g}{J}}{\omega}}^{\frac{\frac{3\pi}{2} - \operatorname{arc\,cos}\frac{i_g}{J}}{\omega}} J \sin \omega t\,dt = 0$$

$$\tau_l = \frac{2\frac{J}{i_g}\cos\operatorname{arc\,sin}\frac{i_g}{J}}{\omega} = \frac{2\sqrt{\frac{J^2}{i_g^2} - 1}}{\omega}.$$

Damit wird das Verhältnis der Unterbrechungszeit zur Eigenperiode

$$\varkappa_2 = \frac{\tau_l}{T} = \frac{\frac{J}{i_g}\cos\operatorname{arc\,sin}\frac{i_g}{J}}{\pi} = \frac{\sqrt{\frac{J^2}{i_g^2} - 1}}{\pi}.$$

Die Dauer einer ganzen Periode der Lichtbogenschwingung, τ, ist gleich der Summe der Dauer des Schwingungs- und des Ladestadiums.

$$\tau = \tau_s + \tau_l$$

$$= T - \frac{2\operatorname{arc\,cos}\frac{i_g}{J} - 2\sqrt{\frac{J^2}{i_g^2} - 1}}{\omega}.$$

Das Verhältnis der Dauer der Lichtbogenschwingung zur Dauer der Eigenschwingung ist

$$\varkappa_3 = \frac{\tau}{T} = \varkappa_1 + \varkappa_2$$

$$= 1 - \frac{\arccos \frac{i_g}{J}}{\pi} + \frac{\sqrt{\frac{J^2}{i_g^2} - 1}}{\pi}.$$

Die Faktoren $\varkappa_1$, $\varkappa_2$ und $\varkappa_3$ sind in Fig. 6 aufgetragen. Es ergibt sich aus der Kurve für $\varkappa_3$, daß bei Schwingungen zweiter Art die Dauer der Lichtbogenschwingung stets größer ist als die Eigenschwingungsdauer. Doch ist die Zunahme nicht sehr erheblich, solange J nicht viel größer

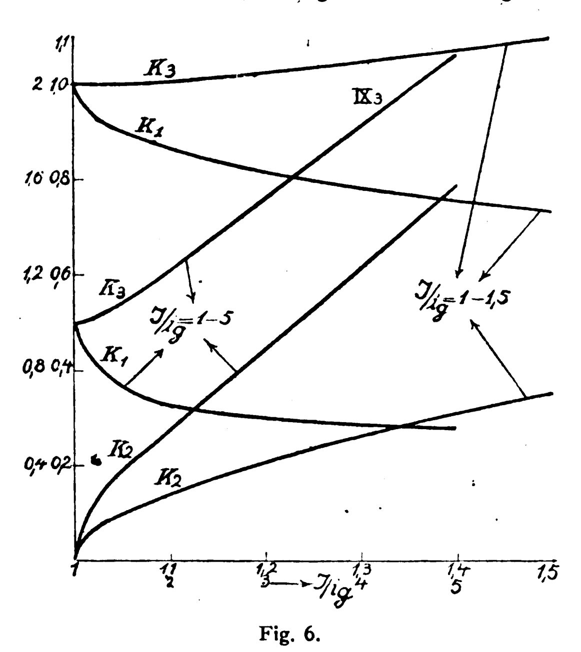


Fig. 6.

ist als i_g. Für eine Zunahme der Amplitude um 10%, 20%, 30%, 50% bzw. 100% über i_g steigt die Dauer der Lichtbogenschwingung um 0,9%, 2,5%, 4,6%, 9,9% bzw. 21,6% über T an. Damit ändert sich bekanntlich auch die Wellenlänge im gleichen Verhältnis.

§ 5. Effektivwert des Stromes.

a) Der quadratische Mittelwert oder Effektivwert des Stromes im Kondensatorkreise ist bekanntlich unter den Annahmen von § 1 bei Schwingungen erster Art, solange $J \leqq i_g$ ist,

$$J_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T J^2 \sin^2 \omega t\, dt} = \sqrt{\frac{1}{2}}\, J = 0{,}707\, J.$$

b) Bei Schwingungen zweiter Art, d. h. für $J > i_g$, kommt der Effektivwert des Stromes während der ganzen Lichtbogenperiode in Frage, also sowohl während des Stadiums der Schwingung, während dessen der Strom $i = J \sin \omega t$ fließt, als auch während des Stadiums der Ladung, während dessen der Strom i_g im Kondensatorkreise vorhanden ist. —

Der Effektivwert wird daher

$$J_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{\tau}\left\{\int_{\frac{-\frac{\pi}{2} + \arccos \frac{i_g}{J}}{\omega}}^{\frac{\frac{3\pi}{2} - \arccos \frac{i_g}{J}}{\omega}} J^2 \sin^2 \omega t\, dt + i_g^2 \cdot \tau_l\right\}}.$$

Nun ist

$$\int \sin^2 \omega t\, dt = \frac{1}{\omega}\left(\frac{\omega t}{2} - \frac{\sin 2\omega t}{4}\right).$$

Und

$$\left|\frac{\omega t}{2}\right|_{\frac{-\frac{\pi}{2} + \arccos \frac{i_g}{J}}{\omega}}^{\frac{\frac{3\pi}{2} - \arccos \frac{i_g}{J}}{\omega}} = \pi - \arccos \frac{i_g}{J}.$$

Ferner

$$\left|\frac{\sin 2\omega t}{4}\right|_{\frac{-\frac{\pi}{2} + \arccos \frac{i_g}{J}}{\omega}}^{\frac{\frac{3\pi}{2} - \arccos \frac{i_g}{J}}{\omega}} = \frac{\sin 2 \arccos \frac{i_g}{J}}{2}$$

$$= \sin \arccos \frac{i_g}{J}$$

$$\cos \arccos \frac{i_g}{J}$$

$$= \frac{i_g}{J} \sin \arccos \frac{i_g}{J}$$

$$= \frac{i_g}{J}\sqrt{1 - \frac{i_g^2}{J^2}}.$$

Also

$$\int_{t_1}^{t_\mu} J^2 \sin^2 \omega t\, dt$$

$$= \frac{J^2}{\omega}\left(\pi - \arccos \frac{i_g}{J} - \frac{i_g}{J}\sqrt{1 - \frac{i_g^2}{J^2}}\right).$$

Dieses berücksichtigt den Strom während des Stadiums der Schwingung. — Während des Stadiums der Ladung ist

$$\int i^2\, dt = i_g^2 \tau_l = \frac{i_g^2\, 2\sqrt{\frac{J^2}{i_g^2} - 1}}{\omega}$$

$$= \frac{J^2}{\omega}\, 2\, \frac{i_g}{J}\sqrt{1 - \frac{i_g^2}{J^2}}.$$

Ferner ist (siehe letzten Paragraphen)

$$\tau = \frac{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J} + 2\sqrt{\frac{J^2}{i_g^2} - 1}}{\omega}.$$

Also

$$J_{eff}^2 = J^2 \frac{\pi - \arccos\frac{i_g}{J} + \frac{i_g}{J}\sqrt{1 - \frac{i_g^2}{J^2}}}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J} + 2\sqrt{\frac{J^2}{i_g^2} - 1}}$$

$$= J^2 \left[\frac{1}{2} - \frac{\left(\frac{J}{i_g} - \frac{i_g}{J}\right)\sqrt{1 - \frac{i_g^2}{J^2}}}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J} + 2\sqrt{\frac{J^2}{i_g^2} - 1}}\right].$$

Und

$$\frac{J_{eff}}{J} = \sqrt{\frac{1}{2} - \frac{\left(\frac{J}{i_g} - \frac{i_g}{J}\right)\sqrt{1 - \frac{i_g^2}{J^2}}}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J} + 2\sqrt{\frac{J^2}{i_g^2} - 1}}}.$$

Das Verhältnis des Effektivwertes zur Amplitude wird um so kleiner, je größer J/i_g ist. Hingegen nimmt das Verhältnis des Effektivwertes zum Speisestrom, J_{eff}/i_g, mit steigendem J/i_g zu. — Doch ist die Zunahme weniger schnell als die Zunahme von J/i_g. In Fig. 7, in welcher als

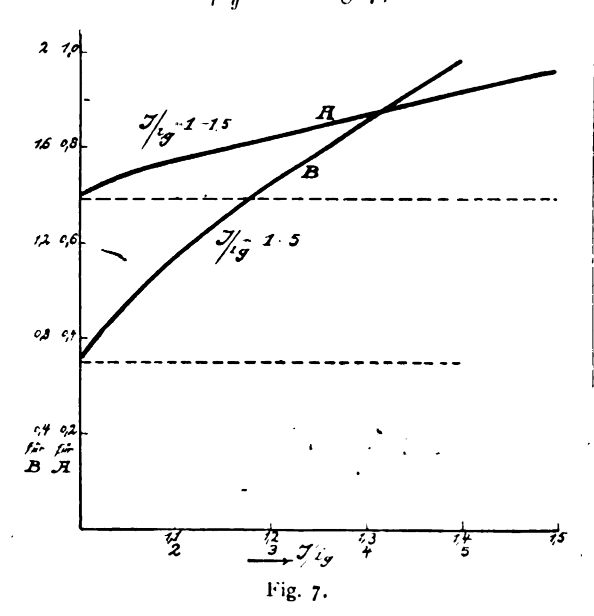


Fig. 7.

Abszissen das Verhältnis J/i_g, als Ordinaten J_{eff}/i_g aufgetragen ist, ist der Anstieg des Verhältnisses J_{eff}/i_g bei steigender Amplitude J für Schwingungen zweiter Art dargestellt. — Zum Vergleich ist die Gerade $\frac{J_{eff}}{i_g} = 0{,}707$ eingetragen, welche das Verhältnis für Schwingungen erster Art, $J \leqq i_g$, angibt.

In der Arbeit von P. O. Pedersen[1]) wird auf Grund ähnlicher Annahmen die Gesamtdauer der Lichtbogenschwingung und der Effektivwert des Stromes in der Antenne berechnet. — Pedersen kommt zu den gleichen Ergebnissen wie der Verfasser.

§ 6. Zeitlicher Verlauf der Kondensatorspannung bei Schwingungen zweiter Art.

a) Schwingungsstadium.

Der Schwingungsstrom i erzeugt am Kondensator C eine Wechselspannung, und da die Annahme gemacht wurde, daß i sinusförmig ist, so muß auch die Spannung am Kondensator, v, welche diesem Strome entspricht, sinusförmig verlaufen. — Die Amplitude dieser Spannung ist

$$V = \frac{1}{\omega C} J$$

und der Momentanwert

$$v = V \cos \omega t,$$

d. h. v ist um 90^0 in der Phase gegen i verfrüht.

Im Momente t_I, wenn der Bogen zündet und das Schwingungsstadium einsetzt, ist die Spannung am Kondensator also

$$v_I = V\cos\left(-\frac{\pi}{2} + \arccos\frac{i_g}{J}\right)$$

$$= V \sin\arccos\frac{i_g}{J} = V \cdot \sqrt{1 - \frac{i_g^2}{J^2}}.$$

Nach Verlauf des ganzen Schwingungsstadiums im Zeitpunkte t_{II} der Unterbrechung des Lichtbogens ist die Spannung am Kondensator

$$v_{II} = V\cos\left(\frac{3\pi}{2} - \arccos\frac{i_g}{J}\right)$$

$$= - V \sin\arccos\frac{i_g}{J}.$$

Die Wechselspannung am Kondensator ist also im Momente der Zündung und der Unterbrechung gleich groß, jedoch von entgegengesetztem Vorzeichen.

Außer der Wechselspannung ist aber am Kondensator noch eine Gleichspannung vorhanden. — Da nämlich die Spannung am Lichtbogen, auf welche im nächsten Kapitel näher eingegangen werden wird, stets positiv ist, solange das Schwingungsstadium andauert, so schwingt die Spannung am Kondensator, welche durch den Strom i er-

[1]) P. O. Pedersen, On the Poulsen Arc and its Theory. Proceedings of the Institute of Radio Engineers, New York, Vol. 4, No. 4.

zeugt wird, nicht um 0, sondern um einen positiven Wert v_m, der Mittelspannung des Bogens entsprechend. — In allen praktischen Fällen ist bei Lichtbogensendern v_m sehr klein gegen V, etwa 1 bis 2 %, so daß sie für manche Überlegungen vernachlässigt werden kann.

b) Verlauf der Spannung während des Ladestadiums.

Während des Ladestadiums fließt der gesamte Speisestrom i_g in den Kondensator und erhöht die Spannung der mit + bezeichneten Belegung von C (siehe Fig. 1). Die Zunahme der Spannung v' folgt dem allgemeinen Gesetze

$$\frac{1}{C}\int_0^{\tau_l} i\,dt = v',$$

daher

$$v' = \frac{i_g}{C}\tau_l.$$

Die Spannung am Kondensator nimmt geradlinig zu. — Bleibt die Mittelspannung unberücksichtigt, so steigt die Spannung am Kondensator während des Ladestadiums geradlinig vom Werte $-V\sqrt{1-\frac{i_g^2}{J^2}}$ bis zum Werte $+V\sqrt{1-\frac{i_g^2}{J^2}}$, während unter Berücksichtigung der Mittelspannung die Ladung von $v_m - V\cdot\sqrt{1-\frac{i_g^2}{J^2}}$ auf $v_m + V\sqrt{1-\frac{i_g^2}{J^2}}$ vor sich geht.

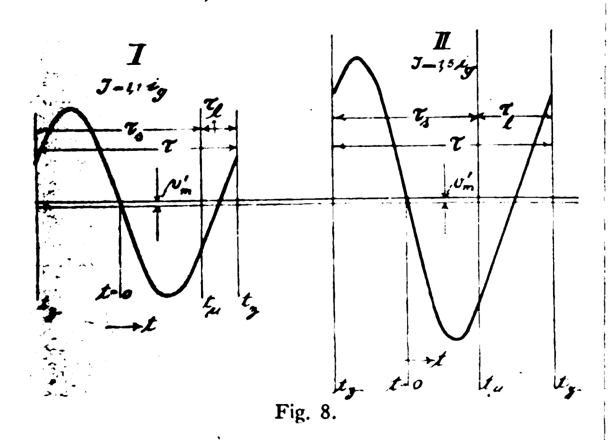


Fig. 8.

Die Fig. 8 stellt den Verlauf der Spannung am Kondensator während einer ganzen Bogenschwingung dar, d. h., während des Schwingung- und Ladestadiums, für die der Fig. 4 zugrunde gelegten Verhältnisse J/i_g. Kurven I gelten für $\frac{J}{i_g} = 1{,}1$, Kurven II für $\frac{J}{i_g} = 1{,}5$. Die Mittelspannung v_m hat lediglich eine Verschiebung der Abszissenachse um den Betrag v_m zur Folge.

Kapitel II. Momentanwerte der Leistung.

§ 1. Charakteristik des Lichtbogens.

Während des Stadiums der Schwingung ist die Spannung am schwingenden System merklich gleich der Spannung am Lichtbogen.

Die Abhängigkeit der Spannung am Lichtbogen v_l vom Lichtbogenstrom i_l wird durch die Lichtbogencharakteristik gegeben. Solange im Lichtbogen nur Gleichstrom fließt, gibt die statische Charakteristik die zu einem bestimmten Strome gehörigen Werte der Spannung an.

a) Geradlinige Charakteristik.

Ein besonders einfacher Fall einer statischen Charakteristik mit fallender Tendenz ist der der geradlinigen Charakteristik,

$$v_l = v_0 - a\,i_l$$

dargestellt in Fig. 9 und nur für Werte von

$$i_l < \frac{v_0}{a}$$

brauchbar, da v_l sonst negativ wird. Der Einfachheit der mathematischen Behandlung wegen

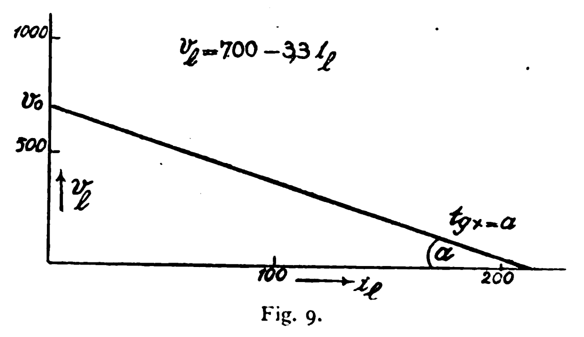


Fig. 9.

wird in folgendem von dieser Charakteristik für Zwecke der Veranschaulichung ein beschränkter Gebrauch gemacht werden.

b) Statische Charakteristik des Poulsenbogens.

Die statische Charakteristik eines Lichtbogens nach Poulsen ist von der Art der in Fig. 10 gezeichneten Kurven, die sich analytisch darstellen lassen durch die Gleichung einer gleichseitigen, gegen beide Koordinatensachsen verschobenen Hyperbel,

$$v_l = a + \frac{b}{J_0 + i_l}.$$

Wie die einzelnen Konstanten den Verlauf der Charakteristik beeinflussen, zeigen die drei Kurven der Fig. 10.

Die Kurve I gibt die Gleichung

$$v_l = 200 + \frac{40000}{30 + i_l}$$

wieder, in Kurve II ist $a = 0$, während die anderen Konstanten unverändert sind, in Kurve III haben

die Konstanten die Werte $a = 100$, $b = 49000$, $J_0 = 20$. Veränderung von a bedeutet Parallelverschiebung in der Richtung der v_l-Achse, d. h., die Vergrößerung oder Verringerung der Spannung um denselben Betrag für jeden Wert des Stromes i_l. Vergrößerung von b sowohl wie Verkleinerung von

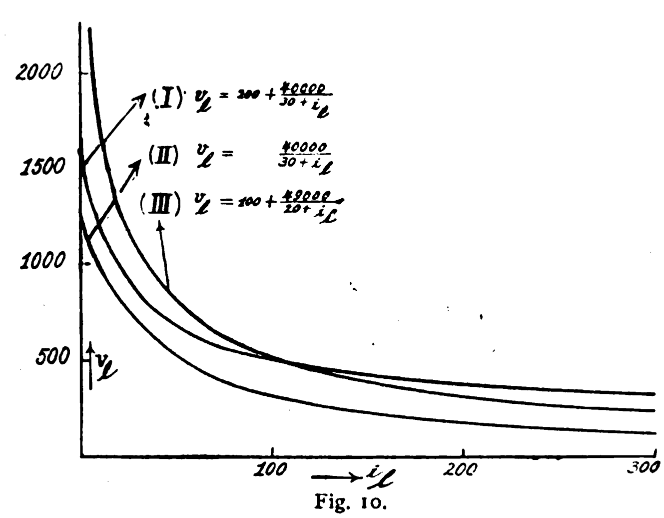


Fig. 10.

J_0 bewirken, daß die Zündspannung höher wird, während die Spannung bei großen Strömen sich nicht erheblich ändert, die Neigung der Charakteristik aber größer wird. Durch passende Wahl der Konstanten läßt sich eine Lichtbogencharakteristik, die ungefähr von der Form der Kurven

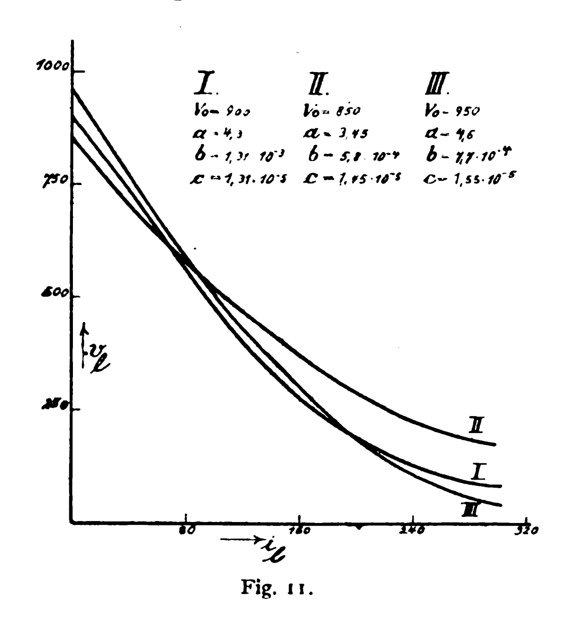


Fig. 11.

der Fig. 10 ist, mit genügender Genauigkeit durch die oben angeführte Hyperbelgleichung darstellen.

In gewissen Fällen, besonders wenn die Charakteristik einen Wendepunkt hat, versagt diese Darstellung, in manchen Fällen ist sie für die Rechnung unbequem. Dann läßt sich eine beliebige Annäherung an die gegebene Charakteristik erreichen durch eine Darstellung von der Form

$$v_l = v_0 - a\, i_l \pm b\, i_l^2 \pm c\, i_l^3 \pm \dots$$

Wie Zenneck in seinen Arbeiten über die Entstehung von Lichtbogenschwingungen[1]) gezeigt hat, genügt eine kleine Anzahl von Gliedern für die Darstellung verhältnismäßig komplizierter Charakteristiken. Diese Form der Darstellung hat jedoch den Nachteil, daß sie nur bis zu einem bestimmten Werte von i_l brauchbar ist, nämlich bis zum Punkte, an welchem v_l ein Minimum hat. Für größere Werte von i_l würde v_l nach der Gleichung wieder größere Werte annehmen, während in Wirklichkeit v_l für große Werte von i_l stetig kleiner wird. Charakteristiken dieser Form sind in Fig. 11 dargestellt.

c) Dynamische Charakteristik.

Bei schnellen Änderungen des Lichtbogenstromes folgt die Lichtbogenspannung nicht mehr der statischen Charakteristik. Treten im System CLR Schwingungen mit der Amplitude I auf, so ändert sich während jeder Periode der Strom im Lichtbogen von $i_g - J$ bis $i_g + J$ und wiederum von $i_g + J$ auf $i_g - J$. Infolge der sogenannten Lichtbogenhysteresis hat die Spannung v_l für steigende Werte von i_l, d. h., während der Zeit daß i_l von $i_g - J$ auf $i_g + J$ ansteigt, höhere Werte als für fallende Werte von i_l, d. h., während der Zeit, daß i_l von $i_g + J$ auf $i_g - J$ abfällt. Die dynamische Charakteristik, welche die Abhängig-

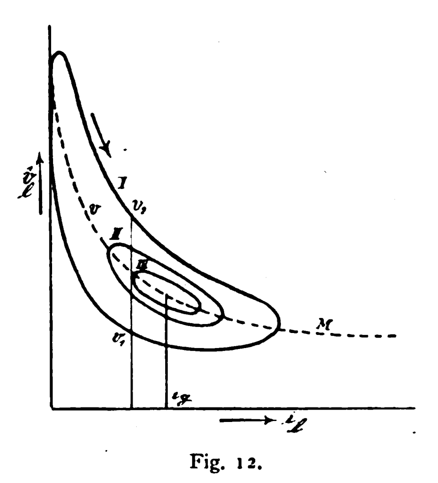


Fig. 12.

keit der Lichtbogenspannung v_l vom Lichtbogenstrome i_l beim Vorhandensein von Schwingungen darstellt, ist von der Form der Kurven in Fig. 12,

[1]) Ann. d. Phys. **43** (1914), 481; **44** (1914), 97.

die für Schwingungen erster Art und verschiedene Werte J gezeichnet sind. Die äußerste dieser Kurven entspricht dem Grenzfalle zwischen Schwingungen erster und zweiter Art. Für Schwingungen zweiter Art sind die dynamischen Charakteristiken von der Form der Kurven in Fig. 13, welche für $\frac{J}{i_g} = 1{,}1$ bzw. $\frac{J}{i_g} = 1{,}5$ gelten.

Es möge aus der dynamischen Charakteristik bei irgendeiner Amplitude J das arithmetische Mittel gebildet werden aus den beiden Spannungswerten die zu demselben Strome i_l, der eine bei ansteigendem, der andere bei abfallendem Strome gehören (z. B. v_1 und v_2, Fig. 12 und 13). Führt

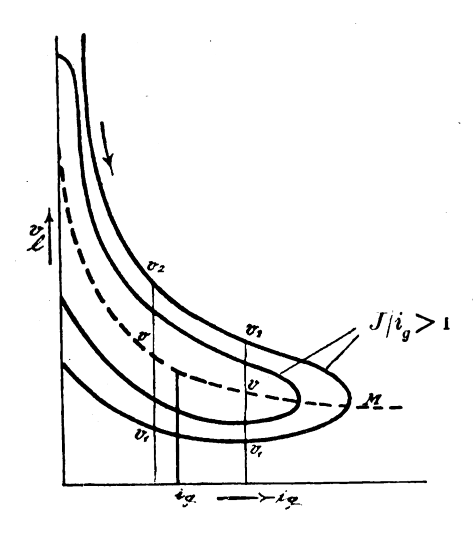


Fig. 13.

man das für die verschiedenen Stromwerte i_l aus, und trägt man für jeden Strom das erhaltene Mittel der beiden Spannungen als Ordinaten über dem betreffenden Stromwert auf, so erhält man die sogenannte Mittelcharakteristik (gestrichelte Kurve der Fig. 12 und 13). Sie hat den Charakter einer statischen Charakteristik nnd läßt sich wie diese durch die Beziehung der Form

$$v_l = a + \frac{b}{J_0 + i_l}$$

darstellen. Darin haben die Konstanten a, b und J_0 aber im allgemeinen andere Werte als bei der statischen Charakteristik desselben Lichtbogens.

Die dynamische Charakteristik läßt sich dann ausdrücken durch eine Beziehung der Form

$$v_l = a + \frac{b}{J_0 + i_l} + \varphi\,(i_l)\,\frac{d i_l}{dt},$$

worin $i_l = i_g + J \sin \omega t$ ist.

Es soll im folgenden angenommen werden, daß diese Mittelcharakteristik nur von dem Lichtbogen, dagegen nicht von der Amplitude der Schwingung abhängt. Stellen also die Kurven I, II und III der Fig. 12 dynamische Charakteristiken desselben Lichtbogens bei verschiedenen Amplituden dar, so sollen sie dieselbe Mittelcharakteristik, die gestrichelte Kurve M haben. Es scheint nach dem Aufnahmen von J. Zenneck mit der Braunschen Röhre, daß diese Annahme nicht genau zutrifft, daß vielmehr die Mittelcharakteristik mit zunehmender Schwingungsamplitude tiefer rückt. Aber die Änderung scheint im wesentlichen in einer Parallelverschiebung nach unten zu bestehen, d. h., in einer Änderung der Konstanten a. Die gemachte Annahme ist also unbedenklich nur in denjenigen Fällen, in denen die Konstante a eine untergeordnete Rolle spielt, (vgl. § 3 und folgende, Kapitel 4) oder in denen die Vorgänge nur bei einer bestimmten Amplitude untersucht werden.

§ 2. Momentanwerte der Leistung bei Schwingungen erster Art.

Der Momentanwert der Leistung im Systeme CLR ist gleich dem Produkte aus der Spannung am System und dem Strom im System. Während des Stadiums der Schwingung ist die Spannung am System merklich gleich der Spannung am Lichtbogen v_l. Fließt ein Schwingungsstrom von der Amplitude J und dem zeitlichen Verlauf $i = J \sin \omega t$, so ist der Strom im Lichtbogen $i_l = i_g + J \sin \omega t$. Ist die Lichtbogencharakteristik gegeben, so folgt aus ihr der zeitliche Verlauf der Spannung am Lichtbogen.

a) Geradlinige Charakteristik.

Am einfachsten und übersichtlichsten gestaltet sich die Verfolgung der Momentwerte der Leistung, wenn man geradlinige Lichtbogencharakteristik voraussetzt. Seien Schwingungen erster Art vorhanden, d. h., $J < i_g$, dann stellt in Fig. 14 Kurve I den sinusförmigen Schwinguugsstrom, Kurve II den Strom im Lichtbogen, Kurve III die Spannung am Lichtbogen in jedem Momente der Schwingung dar. Multipliziert man die zugehörigen Ordinaten der Kurven I und III, so erhält man die Kurve IV, welche den Verlauf der Momentanwerte der Leistung beschreibt. Dieser Wert ist von Zeitelement zu Zeitelement verschieden. Bei der Festsetzung der Vorzeichen, die in Fig. 1 angegeben ist, hat eine positive Spannung am Lichtbogen einen negativen Strom im Schwingungskreise zur Folge. Infolgedessen bedeutet das Produkt aus negativen Werten des Stromes und den stets positiven Werten der Lichtbogenspannung Leistungsaufnahme des Schwingungskreises, während das Produkt aus positiven Stromwerten und den Werten der Spannung Leistungsabgabe vom Schwingungskreise bedeutet. In Kurve IV der Fig. 14 ist Leistungsaufnahme positiv und Leistungsabgabe negativ eingezeichnet. Während einer ganzen Periode ist nun der Vor-

gang wie folgt: In der ersten Viertelperiode, von $t = -\frac{\pi}{2\omega}$ bis $t = 0$, findet Leistungsaufnahme im Schwingungskreise statt, und zwar nimmt die Momentanleistung vom maximalen Werte $J v_{l_{\max}}$ auf Null ab (Punkte A und B, Fig. 14). Während der folgenden halben Periode, von $t = 0$ bis $t = \frac{\pi}{\omega}$, findet Energieabgabe vom Schwingungskreise statt (Punkte B und D, Fig. 14). In der letzten Viertelperiode tritt wieder Leistungsaufnahme des Schwingungskreises ein, derart, daß bei Beendigung der Periode das Maximum wieder erreicht ist (Punkte D und E, Fig. 14). Die Flächen, welche die Kurve $ABCDE$ mit der Achse $o\,o'$ bildet, geben die Energie an. Die Flächen oberhalb der Null-Linie, vertikal schraffiert, bedeuten Energieaufnahme, die Flächen unterhalb, horizontal schraffiert, bedeuten Energieabgabe des Schwingungskreises.

Da die Spannung am Lichtbogen für negatives i größer ist als für positives i, so sind die positiven Flächen der Figur größer als die negativen. Es wird also während einer Periode mehr Energie vom Schwingungskreise aufgenommen als abgegeben Die Integration über eine ganze Periode ergibt also eine Energiezufuhr an den Schwingungskreis, die im stationären Betriebe zur Deckung der Verluste im Kreise dient.

b) Gekrümmte einastige Charakteristik.

Hat der Lichtbogen eine gekrümmte Charakteristik, z. B. von der Form der Kurven in Fig. 10, und bestehe wiederum im Kreise CLR eine Schwingung von der Amplitude $J \leqq i_g$, so zeigen die Kurven I, II, III und IV der Fig. 15 die

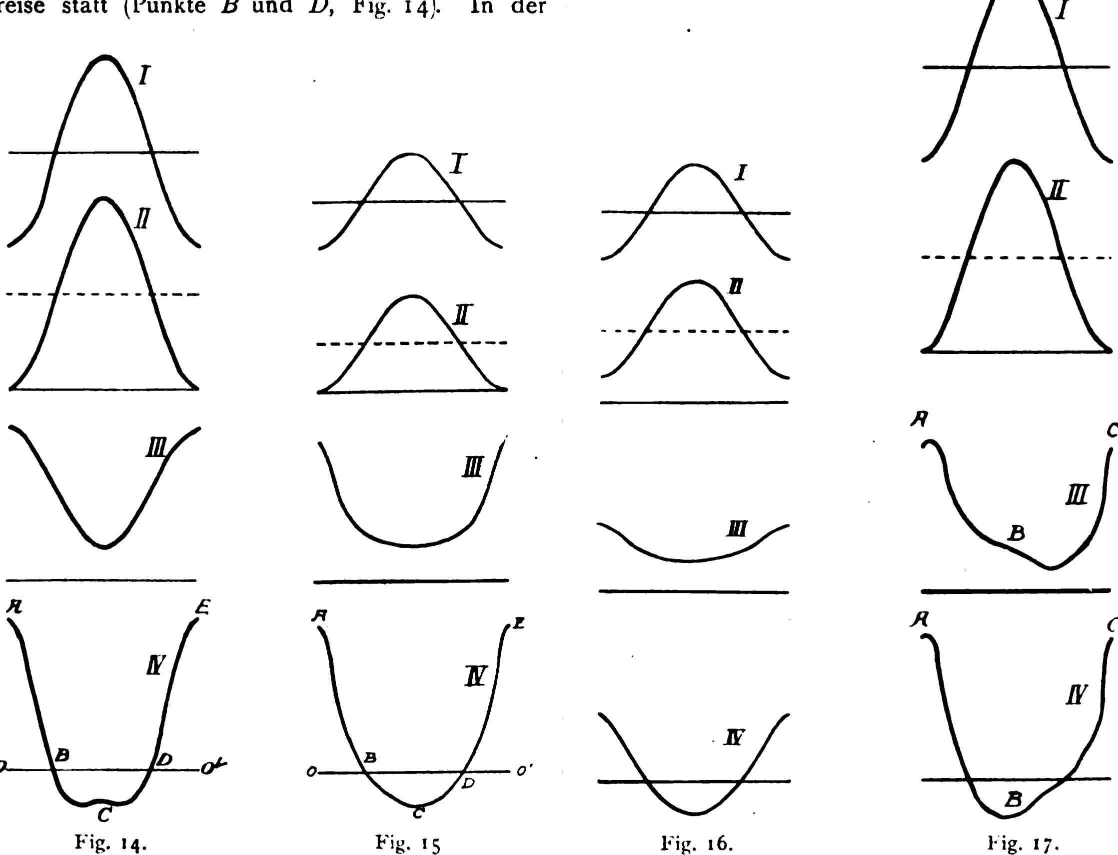


Fig. 14. Fig. 15 Fig. 16. Fig. 17.

Momentanwerte des Schwingungsstromes (I), des Lichtbogenstromes i_l (II), der Lichtbogenspannung v_l (III), letztere punktweise aus der Charakteristik für jeden Strom i_l entnommen, und der Momentanleistung (IV). Die letztere Kurve hat in großen Zügen denselben Verlauf wie die Kurve IV der Fig. 14 für geradlinige Charakteristik. Nur ist infolge der Krümmung der Charakteristik und ihrer größten Neigung im Punkte $i_l = i_g - J$ die Ungleichförmigkeit der Leistungsübertragung noch ausgesprochener. Zudem hängt der Verlauf der Kurve IV bei derselben Amplitude J erheblich von der Größe des Speisestromes i_g ab. Bei Änderung von $i_g = J$, dem Werte, für welchen die Fig. 15 konstruiert ist, auf den Wert $i_g' = 1{,}5\, i_g$ ergeben sich die Kurven I, II, III und IV der Fig. 16. In Kurve IV der Momentanwerte der

Leistungen sind infolge der geringeren mittleren Neigung der Charakteristik zwischen den Punkten $i_g' - J$ und $i_g' + J$ (Fall der Fig. 16) gegenüber der mittleren Neigung zwischen den Werten $i_g - J$ und $i_g + J$ (Fall der Fig. 15), die Unterschiede zwischen positiven und negativen Leistungsflächen geringer geworden.

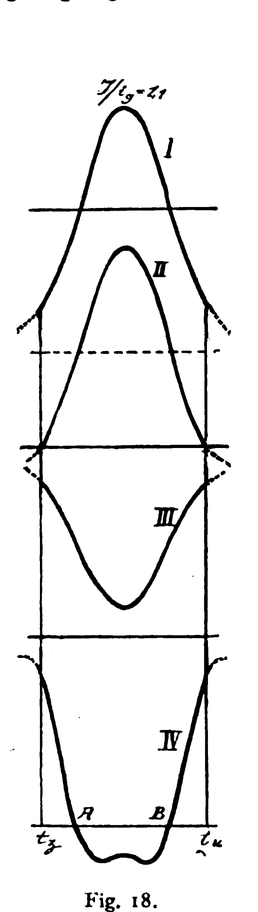


Fig. 18.

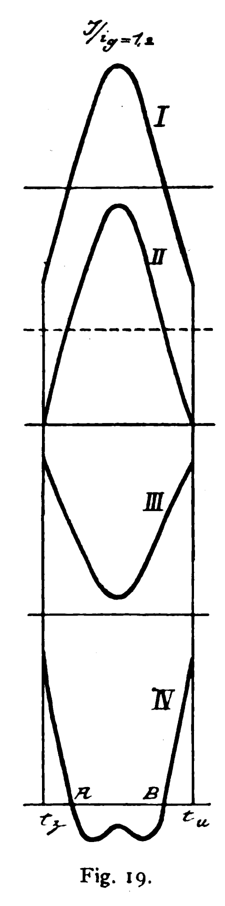


Fig. 19.

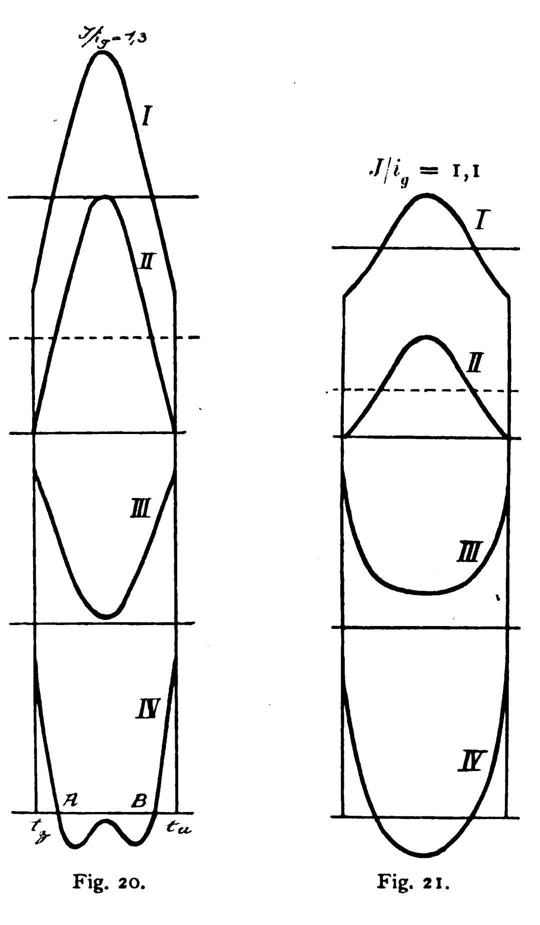


Fig. 20. Fig. 21.

c) Dynamische Charakteristik.

Führt man nunmehr für die dynamische Charakteristik der Figur 12 dieselbe Konstruktion durch (Fig. 17), so nimmt die Kurve III, welche die Lichtbogenspannung darstellt, unsymmetrische Gestalt an. Für zunehmenden Lichtbogenstrom zwischen den Punkten A und B kommen die Werte der Lichtbogenspannung des oberen Astes der Charakteristik in Frage. Für fallende Werte von i_l, zwischen den Punkten B und C, ergeben sich die Werte von v_l aus dem unteren Aste. Infolgedessen wird auch die Kurve IV der Momentanwerte der Leistung unsymmetrisch mit Bezug auf den Punkt B. Die Leistungsaufnahme wird am größten in der ersten Viertelperiode, ebenso ist die Leistungsabgabe in der zweiten Viertelperiode größer als in der dritten.

§ 3. Momentanwerte der Leistung bei Schwingungen zweiter Art.

a) Schwingungsstadium.

Die Konstruktion der Momentanwerte der Leistung bei Schwingungen zweiter Art geht auf dieselbe Weise vor sich wie bei Schwingungen erster Art. In Fig. 18 ist die Konstruktion der Anschaulichkeit wegen durchgeführt für den einfachsten Fall einer geraden einastigen Charakteristik.

Der Strom i bildet sich nur zwischen den Punkten t_z und t_μ aus (siehe Fig. 18). Die Spannung am Lichtbogen nimmt die Werte der Kurve III an. Die Momentanwerte der Leistung sind in Kurve IV gezeichnet. Es ergibt sich zunächst, daß zwischen den Punkten A und B (Fig. 18), zwischen denen Leistungsabgabe stattfindet, eine Änderung gegenüber Schwingungen erster Art nicht eingetreten ist. Dagegen bleibt von dem, was die erste und letzte Viertelperiode der Eigenschwingung darstellte, nur ein Teil übrig. Infolgedessen fällt ein Teil des Schwingungsstadiums fort, während dessen Leistungsaufnahme im Schwingungskreise stattfinden würde. Die in Fig. 18 gestrichelt eingezeichnete Vollendung einer Eigenperiode zeigt

weiter, daß gerade der Teil fortfällt, während dessen die Momentanwerte der Leistungsaufnahme am größten sein würden. Fig. 18 gilt für das Verhältnis $\frac{J}{i_g} = 1,1$; in Fig. 19 ist die Konstruktion für $\frac{J}{i_g} = 1,2$, und in Fig. 20 für $\frac{J}{i_g} = 1,3$ durchgeführt. Aus den Figuren ergibt sich deutlich, daß um so mehr von der ersten und letzten Viertelperiode, während welcher die Momentan-

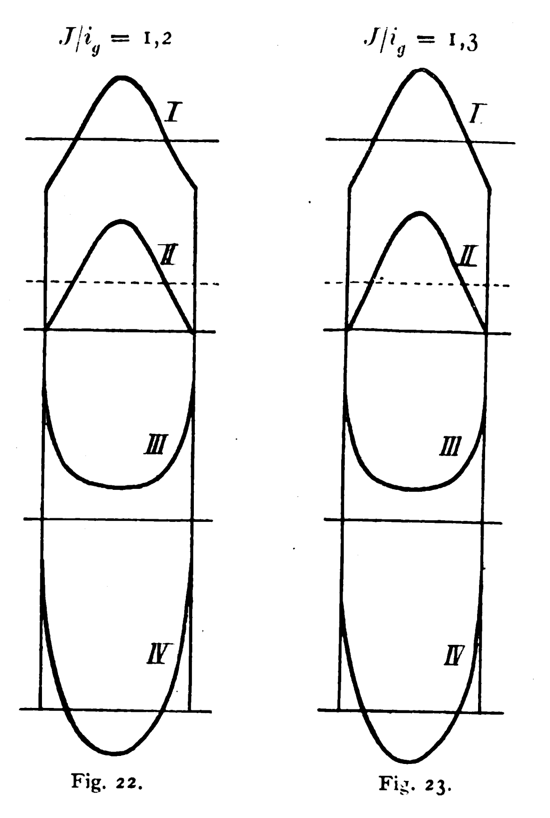


Fig. 22. Fig. 23.

leistung positive Werte hat, wegfällt, je größer die Amplitude J über i_g hinaus wird.

Für die gekrümmte Charakteristik der Fig. 10 ergibt die in den Figuren 21 bis 23 durchgeführte Konstruktion für $\frac{J}{i_g} = 1,1,\ 1,2,\ 1,3$ qualitativ dieselben Resultate wie für geradlinige Charakteristik.

Ebenso ergibt die in Fig. 24 durchgeführte Konstruktion für die dynamische Charakteristik der Fig. 13 zum Unterschiede gegen die vorher behandelten Charakteristiken nur die Unsymmetrie in der Kurve IV der Momentanleistung. Sowohl die positiven wie die negativen Werte liegen für die Hälfte des Schwingungsstadiums, währenddessen i_l ansteigt, höher als für die andere Hälfte, währenddessen i_l abfällt.

Bei allen Charakteristiken äußert sich der Einfluß der Steigerung von J über i_g hinaus im Wegfalle eines Teiles der Eigenperiode, währenddessen Leistungsaufnahme im Schwingungskreise stattfinden würde, und zwar gerade des Teiles, in welchem die Momentanwerte der Leistungsaufnahme am größten sein würden.

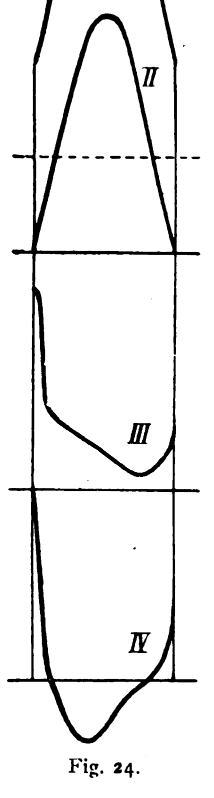


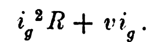
Fig. 24.

§ 4. Ladestadium.

Der Momentanwert der Leistung in irgendeinem System, an dessen Klemmen die Spannung v herrscht und in welchem der Strom i fließt, ist allgemein

$$iv.$$

Im Schwingungskreise CLR fließt während des Ladestadiums der Strom $i = i_g = \text{const.}$ Während derselben Zeit setzt sich die Spannung am Kreise zusammen aus der Spannung am Widerstande R, die konstant und gleich iR ist, und der Spannung v am Kondensator. Nach den Kurven der Fig. 8 verläuft die veränderliche Spannung v nach einer Geraden. Die Momentanleistung im System CLR wird



$$i_g^2 R + v i_g.$$

Der erste Teil dieses Ausdrucks stellt Verlust im Ohmschen Widerstand dar. Der zweite Teil ist für einen Teil der Ladezeit negativ, für den Rest positiv, da v von einem negativen zu einem positiven Werte ansteigt. Wenn das Produkt negativ ist, gibt das System Leistung an die Speiseleitung ab; wenn es positiv ist, nimmt es Leistung von der Speiseleitung auf.

(Fortsetzung folgt.)

Besprechungen.

Communications from the Physical Laboratory of the University of Leiden. Nr. 145.

H. Kamerlingh Onnes, C. Dorsman und G. Holst. Der Dampfdruck von Sauerstoff wurde an 12 Punkten zwischen -155 und -119^0 (zwischen 9 und 50 Atm.) bestimmt, ferner aus dem Auftreten oder Verschwinden des Meniskus die kritischen Temperaturen und Drucke von Sauerstoff und Stickstoff ermittelt. Es ergab sich für Sauerstoff $t_k = -118,82^0$; $p_k = 49,713$ Atm, für Stickstoff $t_k = -147,13^0$; $p_k = 33,490$ Atm.

E. Mathias, H. Kamerlingh Onnes und C. A. Crommelin. Aus Dichtebestimmungen an flüssigem und dampfförmigem Stickstoff im Zustande der Sättigung wurde in Übereinstimmung mit dem Gesetz des geradlinigen Durch-

messers gefunden, daß der Mittelwert D der beiden zur Temperatur t gehörigen Dichten durch die Beziehung $D = 0{,}022904 - 0{,}0019577 \cdot t$ darstellbar ist. Hieraus folgt für $t = t_k$ die kritische Dichte des Stickstoffs zu $D_k = 0{,}31096$. Die Messungen, welche von -148^0 bis -210^0 ausgedehnt wurden, sind in der Nähe des kritischen Punktes noch mit gewissen Unsicherheiten behaftet.

C. A. Crommelin. Eine neue Bestimmung des Sättigungsdruckes von Stickstoff zwischen 1,4 und 30,4 Atm. führt zu der Gleichung

$$\log p = a + \frac{b}{T} + \frac{c}{T^2} + \frac{d}{T^3},$$

in der $a = + 5{,}76381$; $b = - 853{,}522$; $c = + 54372{,}3$; $d = - 1783500$ ist. In der Nähe des kritischen Punktes scheint die Formel ebenso wie die entsprechenden Ausdrücke für Argon, Äther, Isopentan usw. zu versagen.

Communications from the Physical Laboratory of the University of Leiden. Nr. 146.

H. Kamerlingh Onnes, C. Dorsman und G. Holst beobachteten die 20^0-Isotherme von Wasserstoff zwischen 67 und 90 Atm., indem sie die früher von Schalkwijk bis 60 Atm. ausgeführten Messungen fortführten. Sie bedienten sich eines Gasmanometers, das bis 60 Atm. mit einem offenem (gebrochenen) Quecksilbermanometer verglichen war, und darüber hinaus einer Kombination zwischen jenem geschlossenen und diesem offenen Manometer.

H. Kamerlingh Onnes, C. A. Crommelin und Miss E. I. Smid wiederholten diese Messungen bis 100 Atm. und stellten alle bisher im Leidener Laboratorium über die 20^0-Isotherme des Wasserstoffes ausgeführten Beobachtungen durch die Formel $p v = 1{,}07261 + 0{,}65712 \cdot 10^{-3} d + 1{,}2926 \cdot 10^{-6} d^2$ dar; die Einheit von $v = 1/d$ ist das Volumen bei 0^0 und dem Druck einer internationalen Atm.

C. A. Crommelin und Miss E. I. Schmid verglichen eine Druckwage von Schäffer und Budenberg zwischen 20 und 100 kg/cm² mit zwei Wasserstoffmanometern, die ihrerseits mit einem offenen Quecksilbermanometer geeicht waren. Der wirksame Querschnitt des Stempels der Druckwage zeigte bei 70 Atm. einen Maximalwert; jenseits jenes Druckes wurde er rasch kleiner. Die größte Abweichung vom Sollwert betrug $0{,}0020 \pm 0{,}0005$. Die Empfindlichkeit der Druckwage ergab sich zu 0,0001.

Communications from the Physical Laboratory of the University of Leiden. Nr. 147.

W. H. Keesom und H. Kamerlingh Onnes. Die spezifische Wärme reinen Kupfers wurde zwischen 14 und 90^0 abs. gemessen. Der Temperaturanstieg betrug bei den einzelneu Versuchen etwa 1^0 und wurde mit einem Goldwiderstandsthermometer bestimmt. Es zeigte sich, daß das Debyesche T^3-Gesetz, aus welchem $C_v = 464{,}1 \left(\frac{T}{\theta}\right)$ folgt, den Wert $\theta = 325$ erfordert und daß die spezifische Wärme etwas schneller mit der Temperatur steigt als die Formel angibt.

H. Kamerlingh Onnes und Sophus Weber. Der Sättigungsdruck von Helium wurde zwischen $1{,}48^0$ und der kritischen Temperatur gemessen und zwar mit zwei Heliumthermometern von 2,4 cm³ Volumen, deren eines in der üblichen Weise mittels eines Quecksilbermanometers abgelesen wurde (Eispunktsdruck 260 mm), während der Gasdruck des anderen (Eispunktsdruck 52 mm) durch ein Knudsensches Hitzdrahtinstrument bestimmt wurde. Bei dem letzteren Thermometer betrug die Korrektion wegen des Molekulardruckes mehr als 1^0. Nach Berücksichtigung dieser Korrektion stimmten die Angaben beider Intrumente sehr nahe überein. Der normale Siedepunkt des Heliums wurde zu $4{,}21^0$ abs. gefunden. Für den kritischen Punkt ergab sich $p_k = 1668$ mm Hg, $T_k = 5{,}16^0$ abs. Es gelang nicht die Dampfdrucke durch eine Formel befriedigend darzustellen.

H. Kamerlingh Onnes. Es wird ein Neonkreislauf beschrieben, der ähnlich wie derjenige des Heliums eingerichtet ist, und das Temperaturintervall von 27^0 abs. (normaler Siedepunkt) bis $24{,}5^0$ abs. (Tripelpunkt) oder, wenn man die feste Phase mit zu Hilfe nimmt, bis zum normalen Siedepunkt des Wasserstoffs beherrscht. Das Neon, welches von G. Claude zur Verfügung gestellt wurde, ist in solchen Mengen vorhanden, daß ein Bad von 400 ccm hergestellt werden kann. Es wird in Gasometern mit Ölabschluß aufgehoben und an einer mit flüssigem Wasserstoff abgekühlten Spirale kondensiert, von wo aus es in den gasdicht abgeschlossenen Kryostaten tropft.

H. Kamerlingh Onnes und C. A. Crommelin. Die Isothermen von Neon sind bei $+ 20$ und 0^0 zwischen 22 und 90 Atm, und in geringerem Druckintervall bei fünf Temperaturen des Sauerstoffbereiches gemessen worden. Durch Vergleich der Isothermen mit denen anderer Gase ergab sich mittels des Gesetzes der korrespondierenden Zustände die kritische Temperatur von Neon zu etwa -229^0. Ferner wurde der Sättigungsdruck zwischen 82 und 32 cm Hg beobachtet. Der normale Siedepunkt wurde zu $- 245{,}92^0$ interpoliert, der Tripelpunkt zu $- 248{,}67^0$ ermittelt.

F. Henning.

Baetz, K., **Ein neues Prinzip für Dampf- und Gasturbinen.** 80 S, 24 Abb., 1 Tfl. Otto Spamer, Leipzig 1920.

Das Buch soll für das vom Verfasser vertretene Arbeitsprinzip für Dampf- und Gasturbinen Freunde werben. Dieses Prinzip ist aber nicht das Prinzip einer Turbine, weil gegenüber dieser Maschinengattung, die auf der direkten Umsetzung der Energie einer stationären Strömung in mechanische Arbeit mit Hilfe eines verschaufelten Rades beruht, die Baetzsche Maschine als Rezeptor ein Zellenrad besitzt, dessen Zellen mit dem arbeitenden Mittel augefüllt und wieder von ihm entleert werden. Es tritt also keine Umsetzung von Strömungsenergie durch Richtungs- bzw. Geschwindigkeitsänderung ein, sondern eine Wirkung durch Stoß bzw. Druck bei der Füllung der Zellen und durch Stoß bzw. Rückdruck bei ihrer Entleerung. Da es sich um ein elastisches Mittel handelt, so treten sowohl beim Eintritt, wie beim Austritt Schwingungen auf. Eine Turbine ist also die Maschine nicht. Die Hoffnungen, die der Erfinder auf sie setzt, werden sich wohl auch kaum erfüllen. Der größte Teil des Buches wird eingenommen von Untersuchungen über das Verhalten des Arbeitsmittels in den Zellen des Rades, die sich auf Betrachtungen über Ausgleichvorzüge gründen und auf eine Differentialgleichung der bewegten Gassäule führen, die aber nicht weiter diskutiert wird, da sie keine Lösungen verspricht, die auf die vorliegende Maschine anwendbar sind. Es ist nicht zu erkennen, weshalb der Verfasser die Ableitungen durchgeführt hat.

Die letzten Abschnitte enthalten Angaben über die bauliche Ausführung einer Versuchsdampfmaschine und einige Versuche an ihr. Die Daten sind aber so unvollkommen, daß in eine Kritik nicht eingetreten werden kann. Das Gleiche gilt von der Gasturbine (D. R. P. 280083) die in Abschnitt 25 und 26 behandelt wird. R. Barkow.

Kuenen, J. P., **Die Eigenschaften der Gase.** Kinetische Theorie. Zustandsgleichung. VIII und 448 S. 12 Fig. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig 1919. Geh. 65,— M.

Hiermit liegt der 3. Band des „Handbuchs der allgemeinen Chemie" vor, welches von W. Ostwald und C. Drucker herausgegeben wird und die gesamte physikalische Chemie in von namhaften Fachleuten verfaßten Einzeldarstellungen behandeln will. Die Entwicklung der allgemeinen Chemie im Laufe der zwei verflossenen Jahrzehnte ist durch die weitere Ausgestaltung der überkommenen Einzelgebiete und die Entstehung neuer ausgezeichnet, wie der Radio-, der Photo-, der Kolloidchemie, unter merkbarer Befruchtung durch neue Erfahrungen und Gedanken der Physik. So tritt an Stelle der vollendeten

Darstellung des Gesamtgebietes durch einen umfassenden, kritischen Forscher, wie sie in Ostwalds „Lehrbuch" vorlag, nunmehr die Aneinanderreihung von Monographien.

Der vorliegende Band führt zwar das Erscheinungsjahr 1919, war aber der Hauptsache nach bereits 1914 gedruckt. Die neueste Literatur ist daher vom Verf. nur mangelhaft nachgetragen; auch ist die Darstellung durch quantentheoretische oder atomdynamische Gesichtspunkte kaum beeinflußt. Vom Standpunkt der klassischen physikalischen Chemie kinetischer Orientierung stellt dieser Band eine anerkennenswerte Bereicherung der Literatur vor. Die bereits im Titel hervorgehobenen Kapitel der kinetischen Gastheorie und der Zustandsgleichung nehmen als Hauptabschnitte den größeren Teil des Bandes ein. An die kinetische Theorie schließen sich lose kurze Darlegungen der mechanischen, thermischen, optischen, dielektrischen, magnetischen, magnetooptischen Gaseigenschaften. Im Anschluß an die Zustandsgleichung wird die Verdampfung und das Theorem der übereinstimmenden Zustände bei Flüssigkeiten behandelt. In diesen Abschnitten werden neben kurzen theoretischen Ausführungen die experimentellen Bestimmungsmethoden nebst tabellarisch zusammengestellten Ergebnissen — ohne besondere Sichtung — gebracht. R. Swinne.

Knoblauch, O. und Hencky, K., **Anleitung zu genauen technischen Temperaturmessungen mit Flüssigkeits- und elektrischen Thermometern.** R. Oldenbourg, München und Berlin 1919. XIII und 128 S. 65 Abb. im Text.

Das vorliegende Buch, hervorgegangen aus dem Laboratorium für technische Physik in München, ist für die Hand des technischen Physikers und des in der Praxis stehenden Ingenieurs bestimmt und ist als Ergänzung der in den physikalischen Lehrbüchern gegebenen Darstellungen der Theorie und Methodik der Temperaturmessung gedacht, um die dort nur gestreiften Fragen nach einer möglichst fehlerfreien Messung in technischen Betrieben und die Abschätzung der dabei nicht zu umgehenden Fehlerquellen zu erörtern Dabei beschränken sich die Verff. auf solche Meßinstrumente, die mit dem Körper, dessen Temperatur bestimmt werden soll, in unmittelbare Berührung gebracht werden (Flüssigkeitsthermometer, Widerstandsthermometer und Thermoelemente), schließen also die Strahlungspyrometer aller Art aus.

Das Buch zerfällt in 3 Teile: I. Die Gesetze der Wärmeübertragung und deren Anwendung in der Thermometrie, II. Beschreibung der Temperaturmeßgeräte, III. Anwendungen der Thermometer in der Praxis, von denen Teil II eine knappe aber die wesentlichen Punkte gut hervorhebende Skizze meist bekannter Dinge ist, während I und III in sehr dankenswerter Weise eine Reihe von praktisch wichtigen Fragen erörtert, über die man sich nach der vorhandenen Literatur nur schwer orientieren kann. Die grundlegende Bedeutung dieser Fragen geht aus folgender Überlegung hervor: Jedes Thermometer stellt in dem Temperaturfelde, in das es zur Messung gebracht wird, einen Fremdkörper dar, der durch Wärmezu- oder Abfuhr störend wirkt. Diese Störung ist nun möglichst klein zu machen oder ihrer Größe nach in Rechnung zu setzen. Von diesem Standpunkt aus sind z. B. die Fragen nach der besten Anordnung eines Thermometers im Gas- oder Dampfstrom, sein Schutz gegen Strahlungen usw. behandelt. Den Hauptraum ($^1/_4$ des ganzen Buches) beansprucht die Messung von Oberflächentemperaturen erhitzter Körper, die in der Tat besondere Schwierigkeiten bietet.

Die interessanten Ausführungen zeigen überall den sachkundigen Führer, der meist eigene Erfahrungen wiedergibt. Zahlenmäßige Beispiele erleichtern das Verständnis der Formeln. Für den praktischen Gebrauch erwünscht dürfte vielleicht die Hinzufügung einiger kleiner Tabellen von Zahlenwerten z. B. für Wärmeübergangszahlen u. a. sein.

Das sehr brauchbare Buch kann jedenfalls dem Wärmetechniker warm empfohlen werden. Hoffmann.

Möller, H. G., **Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen.** Mit einem Geleitwort von Dr. Max Wien. Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik, Heft 49. 163 Abb. im Text. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1920. 10,— M. und Teuerungszuschlag.

Wie M. Wien in dem Geleitwort hervorhebt, hat der Verf. während der letzten Jahre des Krieges bei der Technischen Abteilung für Funkergerät die Aufgabe gehabt, die bei der sprunghaften technischen Entwicklung der Röhrensender vielfach auftretenden Schwierigkeiten durch wissenschaftliche, vielfach theoretische Untersuchungen zu beheben, wobei er auch zu einem prinzipiellen Ausbau der insbesondere von Barkhausen herrührenden Sendertheorie kam, der die quantitative Berechnung der Vorgänge ermöglichte. — Das vorliegende, 162 Seiten umfassende Buch enthält die so vervollkommnete Theorie der Elektronenröhren und ihrer technischen Anwenduugen in zwar sehr gedrängter, aber überall in das Wesen der Sache dringender, exakter Behandlung und gliedert sich in die Abschnitte: Die physikalischen Vorgänge in der Röhre, die Lautverstärker, die Röhrensender, das Audion, für Röhrenbetrieb charakteristische Schaltungen für Hochfrequenztelephonie. Besonders hervorzuheben sind die Kapitel über das „Ziehen" der Röhrensender und über das Audion, in denen Verf. noch nicht veröffentlichte eigene Theorieen gibt. Erwähnt werden mag, daß bei der Fülle des zu behandelnden Stoffes einzelne Figuren (z. B. 12—30, 50) kaum oder garnicht erklärt werden konnten und daher für den Lernenden schwer verständlich sind.

Auf jeden Fall aber kann man mit M. Wien sagen, daß für den, der in das Wesen der Röhrenschwingungen eindringen will, das Buch unentbehrlich sein dürfte und daß es klärend und fördernd bei der Weiterentwicklung des Gebietes wirken wird. W. Meißner.

Föppl, Aug. und Föppl, L., **Drang und Zwang.** Eine höhere Festigkeitslehre für Ingenieure. II. Band. 390 S. gr. 8°, 144 Abb. im Text. München und Berlin 1920, R. Oldenburg.

Was schon bei der Besprechung des ersten Bandes (Nr. 8 vorigen Jahrganges) mit einem gewissen Bedauern gesagt wurde, — daß das Buch wohl nicht den Leserkreis finden würde, den es verdient und für den es eigentlich bestimmt ist — das muß jetzt für den zweiten Band wiederholt werden. Die Anforderungen an die mathematische Vorbildung der Ingenieure sind zu hoch gestellt und können, wie die Dinge liegen, auf den Technischen Hochschulen auch kaum erfüllt werden. Leider! Denn gerade das, was auch der zweite Band zu geben versucht, eine analytische Mechanik der inneren Kräfte, fehlt den meisten Ingenieuren. Mancher Versuch würde planmäßiger durchgeführt, manche Berechnung eines Bauteiles unter ganz anderen Gesichtspunkten vorgenommen werden, wenn unsere Ingenieure mehr Mathematiker und die Mechaniker unter ihnen mehr Naturwissenschafter wären. Hochschulreform! Das predigt auch dieser Band wieder laut. Die Abschnitte 5—10 enthalten die Festigkeitslehre der Schalen, Drehfestigkeit der Stäbe, Festigkeit der Umdrehungskörper, die Härte, die Eigenspannungen (Wärmespannungen, Nachspannungen), die Knick- und Anreißgefahr. Alle Abschnitte sind sehr vollständig durchgeführt und enthalten auch die neuesten Arbeiten anderer Forscher. Erwünscht wäre es, wenn mehr auf die Ergebnisse der Laboratoriumsarbeit hingewiesen würde, die ja auf den meisten der behandelten Gebiete geleistet worden ist. Besonders hervorgehoben, ohne damit die Bedeutung der übrigen Abschnitte herabsetzen zu wollen, dürfen die Abschnitte 6, 8 und 9 werden. Es ist notwendig, daß mit der noch ganz allgemein gebräuchlichen Art der Behandlung der Drehfestigkeit nach der Navierschen Theorie aufgeräumt wird. Der Abschnitt 6 wird den Lehrern der technischen Mechanik dafür Stoff genug bieten. Voraussetzung ist allerdings einige Vertiefung in die Hydro-

dynamik. Abschnitt 8 bringt die Entwicklung der Härtetheorie, ausgehend von den Arbeiten von Hertz und Boussinesq. Ein Versuch, das Verhalten der inneren Schichten zweier aufeinander gedrückter Körper analytisch zu verfolgen, ist nicht gemacht. Dem Ausspruch des Verfassers auf Seite 239, daß die Härteprüfung keine besondere theoretische Begründung mehr nötig habe, kann man sich nicht anschließen, gerade weil der Begriff „Härte" aus Versuchsergebnissen nicht klar definiert ist. Das hängt aber, wie eben diese Versuchsergebnisse zeigen, mit dem Verhalten der inneren Schichten der gedrückten Körper zusammen. Aus Abschnitt 9 soll besonders § 92, der die allgemeinen Eigenschaften der Eigenspannungen behandelt, und § 95 Bemerkungen zur allgemeinen Lösung für die Wärmespannungen im unendlich großen Körper, erwähnt werden, weiter die Ausführungen über die Nachspannungen und ihre Wirkungen in verdrehten Wellen und bei gebogenen Stäben in § 99 und § 100.

Der Inhalt auch dieses zweiten Bandes ist sehr vielfältig. Aber es bedarf für den Ingenieur vieler Vorarbeit, ehe er es mit Nutzen durcharbeiten kann. Trotzdem muß es begrüßt werden, daß ein Ingenieur sich der Aufgabe unterzogen hat, eine analytische Mechanik der inneren Kräfte zu schaffen. R. Barkow.

Korselt, J., **Die variablen Absättigungselemente der Atome.** Beitrag zur Kenntnis der elektrischen und magnetischen Vorgänge. 276 S., 59 Abb. Vereinigte Druckereien (Paul Gutte) Zittau (Sa.) 1919. Geh. M. 25,— u. T.-Z.

Der äußere Eindruck dieser Veröffentlichung ist durch ihre gute Ausstattung gewinnend, dagegen läßt die Durchsicht lebhaftes Bedauern aufkommen, daß sich solche Ausführungen trotz Papiermangel breit machen können. Durch Außenseiter ist manchmal bedeutender Fortschritt auch in den physikalisch-chemischen Wissenschaften gezeitigt worden; dies Buch kann vom Referenten nur als Darstellung eines über sehr mäßige Spezialkenntnisse verfügenden Phantasten angesprochen werden. Nach ihm „müssen die elektrischen und magnetischen Vorgänge im Hinblick auf die vielen Erscheinungen, welche sich mit Hilfe der Elektronentheorie nicht erklären lassen, auf umfassenderer Grundlage abgeleitet werden, als die Elektronentheorie sie zur Zeit darzustellen vermag; umfassender insofern, als hierbei alle Absättigungselemente der Atome zu berücksichtigen sind, und nicht nur die Elektronen allein". Dabei wird u. a. dargelegt, daß nur der Sauerstoff Elektronen als integrierenden Bestandteil enthalte; von ihm entlehnen die übrigen Elementaratome die Elektronen mittelbar oder unmittelbar... Merkwürdig ist des Verfassers Vorliebe für biologische Namengebungen, z. B. Affinität = Fremdpaarung zwischen Elektronen verschiedener Elemente; die Fremdpaarung mit Elektronen (Parasitismus) . . . An die etwa 250 Seiten langen theoretischen Ausführungen schließen sich zum Schluß auf nur 12 Seiten die eigenartigen experimentellen Unterlagen. Dem entspricht auch die sonstige Fundierung dieses Opus. R. Swinne.

Personalnachrichten.

Aachen. Am 5. Januar 1921 verschied im 74. Lebensjahre nach langen Leiden der ordentliche Honorarprofessor für Elektrotechnik Geh. Regierungsrat Dr. Otto Grotrian.

Breslau. Prof. Dr. Erwin Schrödinger in Stuttgart folgt einer Berufung auf den Lehrstuhl der Physik an der Universität Breslau.

Charlottenburg. Im Alter von 48 Jahren starb der Ordinarius und Vorsteher des physikalisch-chemischen und elektrochemischen Instituts an der Berliner Technischen Hochschule Prof. Dr. Friedrich Dolezalek.

Frankfurt. Die naturwissenschaftliche Fakultät der Universität Frankfurt a. M. hat Geh. Rat Prof. Dr. Röntgen in München aus Anlaß der 25jährigen Wiederkehr des Jahrestages seiner Entdeckung der X-Strahlen zum Ehrendoktor ernannt.

Königsberg. Der Lehrstuhl der Astronomie an der Königsberger Universität wurde dem Observator am Geodätischen Institut in Potsdam Prof. Dr. Erich Przybyllok angeboten.

Leipzig. Dem Assistenten am Physikalischen Institut der Universität Dr. phil. Felix Kämpf wurde die Lehrberechtigung für Physik verliehen.

München. Privatdozent der Physik an der Universität München Dr. Wilhelm Lenz folgt einem Rufe als a. o. Professor für theoretische Physik nach Rostock als Nachfolger des verstorbenen Professors Dr. R. Weber.

Münster. Zur Wiederbesetzung des durch die Übersiedelung von Prof. Courant nach Göttingen erledigten Lehrstuhls der Mathematik an der Universität Münster i. W. wurde ord. Honorarprofessor an der Berliner Technischen Hochschule Dr. phil. Dr.-Ing. Leon Lichtenstein berufen.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Sitzungsankündigung.

Sitzung am Freitag, den 21. Januar 1921, abends 7½ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr Bergter: „Über moderne Röntgentherapieröhren", mit Demonstrationen. 2. Teil.

Hauptversammlung am Freitag, den 4. Februar 1921, abends 7½ Uhr, im großen Hörsaal des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

1. Geschäftlicher Teil.
   1. Bericht des Vorstandes.
   2. Besprechungen der Zeitschriftenfragen.
   3. Bericht des Schatzmeisters und des Rechnungsprüfers. Entlastung.
   4. Genehmigung des Voranschlages für das neue Geschäftsjahr.
   5. Wahl des Schatzmeisters.
   6. Satzungsänderungen.
   7. Wahl des Tagungsortes der Jahrestagung.
2. Vortrag: Herr Professor H. Dember: „Von Form und Farbe des Himmels".

Zu 6: Der Vorstand beantragt, die Versammlung möge beschließen, daß § 6, Abs. 1 der Satzungen dahingehend geändert wird, daß die Hauptversammlung im Winter stattfindet.

Der Vorstand beantragt, die Versammlung möge beschließen, daß § 4, Abs. 4 der Satzungen dahingehend geändert wird, daß für ausländische Mitglieder der Jahresbeitrag auf Kronen 10,—, Schweizer Franken 10,—, Dollar 2,—, Holl. Gulden 6,—. Schilling 10,— usw.; für ausländische Firmen und Korporationen auf Kronen 50,—, Schweizer Franken 50,—, Holl. Gulden 30,—, Schilling 50,—, Dollar 10,— usw. erhöht wird. Für die valutaschwächeren Länder gilt der Beitrag in Mark.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher nochmals um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.



Bericht über die bisherigen Sitzungen.

Versammlung der Ortsgruppe Kiel.

1. Vorsitzender Richter.

Versammlung am Dienstag, den 28. Dezember 1920, abends $8^1/_2$ Uhr, in der Seeburg Kiel, Düsternbrooker Weg 2.

Tagesordnung:

1. Erörterung des Vortrages von Herrn von Sanden über U-Boots-Druckkörper und der Mitteilungen von Herrn von Sanden über Kathodenröhrensender.
2. Vortrag von Herrn Lichte über Kabelnavigation.
3. Verschiedenes.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Walter Block, Berlin-Friedenau:
- Herr Dr. Ernst Radel, Assistent am phys. Institut der Landwirtschaftlichen Hochschule Berlin N., Elsasserstraße 38.

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
- Herr Geh. Rat Prof. Dr. L. Grunmach, Berlin-Wilmersdorf, Tübingerstraße 4.
- Herr Geh. Rat Prof. Dr. H. Lorenz, Danzig-Langfuhr, Technische Hochschule.
- Herr Dipl.-Ing. C Schwarz, (Gutehoffnunghütte, Wärmeabteilung), Oberhausen, Essenerstraße 128.

Seitens des Herrn Dr. W. Hort, Charlottenburg:
- Herr Dr. E. Gerald, Hermsdorf, S.-A., (Porzellanfabrik), Eisenbergerstraße 3I.
- Herr Kurt Möller, Laboratoriums-Vorstand bei der Inspektion für Waffen und Gerät, Berlin-Friedenau, Illstraße 1.
- Herr Prof. Dr.-Ing. A. Pröll, Hannover, Militärstr. 18.
- Herr Richard Walter, Gesellschafter der metallurgischen Gesellschaft Richard Walter & Co., Düsseldorf, Herderstraße 76.

Seitens des Herrn Ing. Karl Loss, Ludwigshafen a. Rh.:
- Herr Alvis Ilg, techn. Eisenbahnsekretär, Ludwigshafen a. Rh., Pfalzstraße 3II.
- Herr Eduard Rössler, Ingenieur, Mannheim, Goutardstraße 3.
- Herr Fritz Lux, Mannheim, Kaiserring 36.
- Herr Hermann Printz, Ingenieur, Mannheim, Collinistraße 28.

Seitens des Herrn Dr. W. Vahle, Berlin W. 15:
- Fräulein Dr. A. Krebs, Düren (Rheinland), Kirchstraße 20.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Aufgenommene Mitglieder.

- Herr B. Bastian, Studienrat, Berlin W. 15, Uhlandstraße 171.
- Herr Commander Weymann P. Bechler, Berlin, Viktoriastraße 37.
- Herr Otto Boese, i. Fa. J. Pintsch, Berlin NW. 23, Claudiusstraße 15.
- Herr cand. phys. Erich Brandt, Lichterfelde 3, Zehlendorferstraße 16.
- Herr Prof. Dr. J. Clae, Technische Hoogeschool, Naturkundig Laboratorium, Bandoeng auf Java.
- Firma Corning, Glass Works Corning, New-York.
- Herr Geheimrat Prof. Dr. C. Cranz, Charlottenburg, Hardenbergstraße 32a.
- Herr Dr. V. Engelhardt, Friedenau, Taunusstraße 13.
- Firma Eppens & Co., Berlin, Kurfürstenstraße 146.
- Herr Dr. phil. Hermann Fricke, Regierungsrat, Berlin-Westend, Nußbaumallee 33.
- Herr Dr. W. Friedrich, Privatdozent, Radiologisches Institut, Freiburg i. Br., Rheinstraße.
- Firma Glühlampenfabrik Watt, A.-G. Wien XIX, Heiligenstädterstraße 134.
- Herr Dr. Gustav Grossmann, Berlin NW. 27, Siegmundshof 2.
- Herr Dr. Beno Gutenberg, Darmstadt, Frankfurterstraße 58.
- Herr Walter Hildebrand, Freiberg (Sachsen), Leipzigerstraße 7.
- Behörde Inspektion für Waffen und Gerät, Abt. Bücherei, Berlin W. 15, Kaiserallee 216/18.
- Herr Dr. J. Jaenicke, Lichterfelde, Margaretenstraße 37.
- Körperschaft Kaiser Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie, Dahlem, Faradayweg 4—6.
- Herr Ing. Adolf Kaller, Mannheim, Lange Rötterstraße 74.
- Herr Dr.-Ing. Georg Keinath, Charlottenburg, Königin Luisenstraße 4.
- Herr Dr. Klughardt, Ernemannwerke, Dresden, Schandauerstraße 50.
- Herr Fabrikbesitzer Max Krüger, Berlin-Grunewald, Hohenzollerndamm 125.
- Herr Dr. phil. nat. Fr. Lauster, Hannover, Listerstraße 38.
- Herr Dr. N. Lyon, Ass. am Physikal. Institut, Freiburg i. Br., Hebbelstraße 35.
- Herr Dr. G. Masing, Osramlampengesellschaft, Berlin W. 30, Nollendorfstraße 293.
- Herr Dr. Meinel, Ernemannwerke, Dresden, Schandauerstraße 50.
- Herr H. Moeser, Lichterfelde-Ost, Lorenzstraße 9.
- Firma Radiologie Röntgenröhrenfabrik (Fürstenau), Berlin, Kurfürstenstraße 146.
- Herr Hans Reth, Studienrat an der Öffentlichen Handelslehranstalt zu Leipzig, Ötzsch bei Leipzig, Südstraße 4.
- Herr Dr. Franz Rettig, Steglitz, Miquelstraße 31.
- Herr Patentanwalt Dr.-Ing. B. Rülf, Cöln, Gereonhaus.
- Herr Dr. J. Salpeter, Wien XIX, Heiligenstädterstraße 134.
- Herr cand. math. Richard Sanzenbacher, Stuttgart, Johannesstraße 97.
- Herr Dr. phil. Ludwig Schiller, Ass. am Physikal. Institut der Universität Leipzig, Linnéstraße 5.
- Herr Dipl.-Ing. Gustav Schmaltz, Offenbach a. M., Frankfurterstraße 79.
- Herr Dr. Herbert Schönborn, Lichterfelde 3, Holbeinstraße 43.
- Herr Dr. H. Seemann, Röntgenabt. d. Inneren Klinik, Freiburg i. Br., Albertstraße 2.
- Herr Physiker J. Seiler, Haselhorst bei Spandau, Gartenfelderstraße 11.
- Herr Dr. phil. Rudolf Thaller, (M.-Abt. Wernerwerk, S. & H.), Siemensstadt, Hertzstraße 9.
- Herr cand. math. et nat. F. Waibel, Ass. am Physikal. Institut, Freiburg i. Br., Hebbelstraße 33.
- Herr Dipl.-Ing. Dr. Max Wildhagen, i. Fa. Badische Anilin- und Sodafabrik Mannheim, P. 7, 14a.
- Herr Prof. Dr. W. Wilke, Universität Leipzig, Leipzig-Gohlis, Pölitzstraße 11 (für 1921).

Adressenveränderungen.

- Herr Dipl.-Ing. August Engelhardt, Charlottenburg, Siemensdamm 1II.
- Herr M. Neuburger, jetzt Wien VII, Neubaugasse 79.
- Herr Dr. W. Schlichter, jetzt Freiburg i. Br., Urachstraße 29.
- Herr Dr. Günther Thilo, jetzt Berlin-Friedenau, Handjerystraße 39II.
- Herr Prof. Wiesent, jetzt München, Neureutherstr. 23I r.
- Herr Dr. M. Zahn, Kiel, Feldstraße 94III.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1921 Zweiter Jahrgang Nr. 2

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Entwicklung, Wirkung und Leistung des elektromagnetisch erregten Unterwasserschallsenders nach dem Telephonprinzip.

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Signal-Gesellschaft in Kiel.)

Von A. du Bois-Reymond, W. Hahnemann und H. Hecht.

(Schluß.)

V. Abgleichung von Dämpfung und Wirkungsgrad.

a) Die Ringschwingung.

Bei der Durchbildung und Entwicklung des elektromagnetischen Senders hat uns die Anwendung eines Wattmeters die wertvollsten Dienste geleistet, das zwischen Wechselstromdynamo und Wechselstromspule des Senders geschaltet war und dauernd anzeigte, wieviel Energie aus der Maschine in den Sender strömte. Wie an anderer Stelle[1]) gezeigt ist, kann man durch Aufnahme der Resonanzkurve und zeichnerische Konstruktion der Verlustlinie oder durch Messung der Wattaufnahme bei freischwingenden und festgebremstem Anker und Feld die verbrauchte Leistung in folgende beiden Komponenten zerlegen: in die im Sender aus der zugeführten elektrischen in mechanische Form verwandelten Leistung einerseits und in die im Sender in Eisen- und Kupferverlusten verzehrte Leistung andererseits. Aus dem Verhältnis beider folgt der mechanische Wirkungsgrad η bei der jeweiligen Dämpfung der Resonanzkurve $\mathfrak{d}$. Die mechanische Leistung besteht nun aber nicht allein aus der von der Membran in das betreffende Medium, in unserem Falle das Wasser, abgestrahlten akustischen oder Schalleistung, sondern es treten, wie bereits vorher erwähnt ist, beim schwingenden Sender noch mechanische Reibungsverluste auf, hervorgerufen im wesentlichen durch mangelhafte Verschraubungen und Befestigungen der schwingenden Teile untereinander. Dieser Betrag ist eben so wie der im Eisen und Kupfer des Apparates in Wärme umgesetzte Teil der zugeführten Energie als Verlust zu buchen, und der akustische Wirkungsgrad wird aus dem mechanischen erst erhalten, wenn wir auch die inneren mechanischen Verluste berücksichtigen. Um dies experimentell durchführen zu können, müssen wir noch eine zweite Resonanzkurve im Vakuum oder für praktische Verhältnisse genügend in Luft aufnehmen, um den Sender nur mit Eisen-, Kupfer- und inneren Reibungs-Verlusten und ohne jegliche in Betracht kommende Schalleistung arbeiten zu lassen. Wenn wir in diesem zweiten Falle den Wirkungsgrad η_0 und die Dämpfung $\mathfrak{d}_0$ messen, so ist der akustische Wirkungsgrad η_a des im Wasser betriebenen Senders

$$\eta_a = \eta \frac{\mathfrak{d} - \mathfrak{d}_0}{\mathfrak{d}}.$$

In Fig. 5 sind zwei experimentell aufgenommene Resonanzkurven eines polarisierten Senders für Wasser und Luft dargestellt. Als Abszisse ist

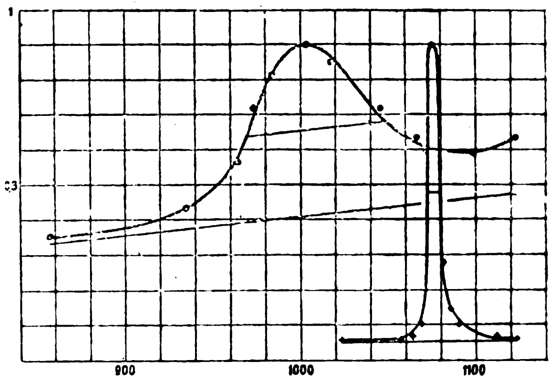


Fig. 5.

die sekundliche Frequenz des erregenden Wechselstroms aufgetragen, während die Ordinaten die Angaben des oben genannten Wattmeters sind. Die Resonanzkurve im Wasser hat ihr Maximum bei etwa 1000 Perioden, während diejenige in Luft ein solches bei 1075 Perioden aufweist.

[1]) Phys. Zeitschr. **20** (1919), 104.

Dieser Unterschied rührt teils daher, daß im Wasser eine gegen die übrigen Schwingungsmassen nicht zu vernachlässigende, mitschwingende Mediummasse hinzutritt, während die zusätzliche Masse in Luft praktisch gleich Null ist, teils, wie sich später zeigen wird, durch die Kopplung mit einem höher abgestimmten System. Der Ordinatenmaßstab ist für beide Kurven wie etwa 1 : 10 verschieden und bedeutet in keinem von beiden Fällen wahre Wattangaben. Die Luftkurve kann nicht bis zu der gleichen maximalen Wattbelastung aufgenommen werden wie die Resonanzkurve im Wasser, da entsprechend der geringeren Dämpfung in Luft eine größere Amplitude als im Wasser auftreten und damit zu einem Bruch des Stabrohrsystems führen würde, das nur für die kleinere, beim Arbeiten im Wasser vorhandene Maximalamplitude dimensioniert ist. Es ist in der bereits zitierten Arbeit gezeigt, wie man durch Zeichnen oder direkte experimentelle Aufnahme der Verlustlinie den mechanischen Wirkungsgrad ermitteln kann. Während aber in dieser Arbeit vorausgesetzt war, daß wir es mit einer einwelligen Resonanzkurve zu tun haben, stellt die Aufnahme der Fig. 5 des im Wasser arbeitenden Senders das eine Resonanzmaximum einer doppelwelligen Resonanzkurve dar, deren Entstehung und Bedeutung später besprochen werden soll, und deren weiterer Verlauf in der Kurve c der Fig. 8 dargestellt ist. Während bei einer einwelligen Resonanzkurve, wie es z. B. die Luftkurve der Fig. 5 ist, die Verlustlinie sich als Tangente an die auslaufenden Strecken der Resonanzkurve graphisch ermitteln läßt, ist dies bei einer doppelwelligen Kurve ohne weiteres nicht mehr möglich, und die Verlustlinie der Fig. 5 für die doppelwellige Wasserkurve ist entsprechend der vollständigen Resonanzkurve in Fig. 8c gezeichnet.

Der mechanische Wirkungsgrad stellt sich als der Abschnitt der Resonanzordinate zwischen Resonanzpunkt und Verlustlinie im Verhältnis zu der gesamten Resonanzordinate dar. Das theoretische Ergebnis, daß die beiden Ausdrücke

$$\frac{\eta \mathfrak{d}}{1-\eta} \quad \text{und} \quad \frac{\eta_0 \mathfrak{d}_0}{1-\eta_0}$$

einander gleich sein müssen, wird durch die mitgeteilten Kurven gut bestätigt, da sich für Wasser und Luft die nur wenig verschiedenen Werte von

$$\frac{\eta \mathfrak{d}}{1-\eta} = \frac{0{,}55}{0{,}45} \cdot 0{,}25 = 0{,}30_5$$

$$\frac{\eta_0 \mathfrak{d}_0}{1-\eta_0} = \frac{0{,}94}{0{,}06} \cdot 0{,}02 = 0{,}31_5$$

ergeben. Dieser Ausdruck stellt demnach eine unveränderliche Konstante des Senders dar, die ein Maß für seine Güte ist und von uns die Apparatkonstante K genannt wird.

Bei Wirkungsgradangaben eines Senders ist also stets darauf zu achten, bei welcher Dämpfung der Wirkungsgrad gemessen ist, da große Wirkungsgrade bei kleinen Dämpfungen leicht zu erreichen sind, wie auch aus der mitgeteilten Resonanzkurve für Luft ohne weiteres hervorgeht. Für die Frage aber, ob ein Apparat in einem Medium mit gutem Wirkungsgrade Schallarbeit leistet, ist auch ein großes K, d. h. ein großer mechanischer Wirkungsgrad bei großer Dämpfung noch nicht endgültig entscheidend, sondern erst die Tatsache, daß hierbei noch gegen das Vakuum oder ein Medium mit wesentlich verringertem Strahlungswiderstand eine große prozentuale Dämpfungsänderung in dem in Frage kommenden Schallmedium auftritt. Aus den in Fig. 5 mitgeteilten Kurven geht hervor, daß für diesen Sender der Dämpfung im Schallmedium Wasser von 0,25 eine Dämpfung in Luft von nur 0,02 gegenübersteht. Die innere schädliche Dämpfung ist also gering im Vergleich zur Strahlungsdämpfung, und der akustische Wirkungsgrad berechnet sich entsprechend der angegebenen Formel aus dem mechanischen Wirkungsgrad zu

$$\eta_a = 0{,}55 \frac{0{,}25 - 0{,}02}{0{,}25} = 0{,}55 \cdot 0{,}92 = 0{,}51\,.$$

Während es auf dem beschriebenen Weg gelang, gute Apparatkonstanten zu erzielen, so bereitete es uns umgekehrt zunächst einige Schwierigkeiten, die Strahlungsdämpfung genügend groß zu machen, um den praktischen Anforderungen, die man an die Konstanz der Umdrehungszahl der Umformer und damit der Periodenzahl des erregenden Wechselstroms stellen kann, gerecht zu werden. Nimmt man die z. B. an Bord eines Schiffes durch wechselnde Belastung auftretenden Änderungen in der Netzspannung, die nicht dauernd von dem den Sender bedienenden Personal durch entsprechende Maßnahmen ausgeglichen werden können, zu ± 5 bis $10\,^0/_0$ an, so kann man bei guten Gleichstrom-Wechselstrom-Umformern mit etwa $\pm 3\,^0/_0$ Änderungen in der Umdrehungszahl rechnen. Sollen diesen Frequenzschwankungen der Maschine gegenüber der Resonanzfrequenz keine allzu großen Änderungen der ausgestrahlten Schalleistung entsprechen, und setzt man mit Bezug auf die Empfängereigenschaften und die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres für Intensitätsunterschiede fest, daß bei größter auftretender Verstimmung von $\pm 3\,^0/_0$ noch immer wenigstens die Hälfte der bei Resonanz abgegebenen Leistung gestrahlt werden soll, so findet man aus der Dämpfungsformel, daß die Dämpfung

$$\mathfrak{d} \geqq 2\,\pi \cdot 0{,}03\,,$$

d. h. gleich oder größer als etwa 0,2 sein muß.



Die Strahlungsdämpfung ist bestimmt durch das Verhältnis von gestrahlter zu leerschwingender Energie. Die erstere steigt mit der Größe der Membran, die letztere mit den Massen des Schwingungsgebildes, bezogen auf die Membranamplitude. Um also die Strahlungsdämpfung groß zu machen, muß man möglichst große Membranen und kleine Schwingungsmassen, bezogen auf die Membranamplitude, anwenden. Mit dem Durchmesser der Membran ist man besonders an Bord von Schiffen an eine obere Grenze gebunden, die durch Gewicht und Unterbringungsmöglichkeit gezogen ist. Die Schwingungsmassen kann man mit Rücksicht auf die Induktion und damit auf die Verluste und Erwärmung nicht beliebig klein machen. Hierzu kommt in unserem Fall, daß wir zwischen Membranamplitude und Magnetamplitude eine Übersetzung einschalten müssen, die einerseits wohl erst eine richtige Weg-Kraft-Transformation für die Arbeitsleistung schafft, uns aber andererseits auch viel leerschwingende Energie liefert, da wir von der Membranamplitude aus gesehen, die die Strahlungsenergie liefert, Massen an großen Hebelarmen schwingen lassen müssen; und diese Massen laufen mit dem Quadrat des Übersetzungsverhältnisses ein. So ergaben Theorie[1]) und Experiment Werte für die Strahlungsdämpfung, die wesentlich geringer waren, als der mit Rücksicht auf die unvermeidlichen Schwankungen im Betrieb geforderte Betrag von etwa 0,2.

In dieser Verlegenheit fanden wir als geeignetes Mittel zur Erreichung des gesteckten Zieles die Benutzung der ersten Ober- oder Ringschwingung der Membran, die im Mittelpunkt der Membran einen partiellen Knotenpunkt und an der Stelle $r = \frac{R}{2}$ einen Schwingungsbauch besitzt (Fig. 6). Durch Kopplung des eigentlichen Schwingungsgebildes, das aus dem Anker und den im Felde vereinigten Massen besteht, mit der Ringschwingung erhielten wir ein doppelwelliges Gebilde. An anderer Stelle[2]) ist gezeigt worden, wie man sich auch kompliziert zusammengesetzte Schwingungsgebilde als aus einzelnen Tonpilzen aufgebaut denken und das zugehörige akustische Schaltungsschema entwerfen kann. Ein vereinfachtes Schema für den vorliegenden Fall ist in Fig. 7 dargestellt, worin A die frei schwingende Ankermasse, F die vereinigte Feld-, Tisch- und die im Mittelpunkt als schwingend anzunehmende Membran- und Wasser-Masse und R die an der Stelle $r = \frac{R}{2}$ schwingende Membran- und Wasser-Masse ist. Die Verbindung der Ringmasse R durch eine Elastizität mit der als sehr groß gegenüber allen anderen Massen anzunehmenden Gehäusemasse ist als unerheblich für die prinzipielle Betrachtung fortgelassen. Die zwischen A und F liegende Elastizität wird durch das Stabrohrsystem gebildet, diejenige zwischen F und R durch Teile der Membran. Haben die beiden Systeme A-F und F-R im freien, ungekoppelten Zustande verschiedene Abstimmung, und ist A-F das tiefere System,

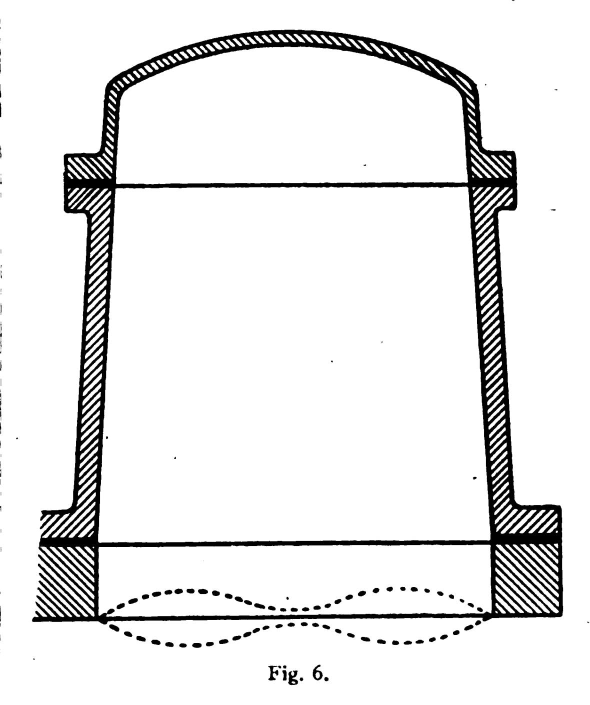


Fig. 6.

in dem gleichzeitig die Erregung erfolgt, so ist die Bewegungsphase von F und R gleichgerichtet, und die Schwingungsform der Membran hat etwa das Aussehen der Fig. 6.

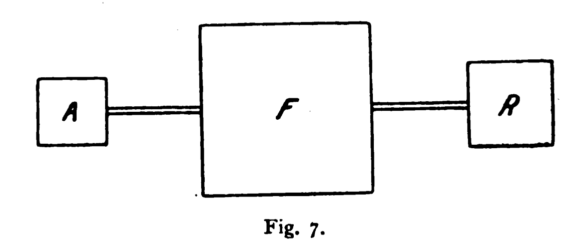


Fig. 7.

Wir haben auf diese Weise erreicht, daß die die wattlose Energie liefernden Massen, die im Mittelpunkt der Membran direkt befestigt sind oder an diesem Punkte mit großer Übersetzung einlaufen, mit relativ kleiner Amplitude schwingen, während die Membran an anderer Stelle mit kleiner Masse größere Amplituden erreicht und damit große Deformationsvolumina schafft. Da beide Vorgänge im dämpfungvergrößernden Sinne wirken, so erreichen wir auf diese Weise unser Ziel sehr schnell.

[1]) Phys. Zeitschr. **18** (1917), 261.
[2]) Phys. Zeitschr. **21** (1920), 187.

Wir können diesen Vorgang von der Theorie zweier gekoppelter mechanischer Schwingungskreise aus auch so erklären, daß wir sagen, durch die Kopplung der sehr wenig gedämpften Systemschwingung mit der stark gedämpften Ringschwingung ist ein Dämpfungsausgleich zwischen beiden geschaffen, der schließlich gleich $\frac{\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2}{2}$ wird, wenn die beiden ungekoppelten Schwingungen die Dämpfungen $\mathfrak{d}_1$ und $\mathfrak{d}_2$ und gleiche Resonanzlage hatten.

0,16 und eine Erniedrigung seiner Resonanzfrequenz von 1025 auf 1010. Es entspricht dies Verhalten demjenigen zweier gekoppelter Schwingungsgebilde, von denen durch die Kopplung stets das tiefere Schwingungsgebilde erniedrigt und das höhere erhöht wird.[1]) Stimmt man die Ringschwingung noch tiefer (Kurve c), so werden beide Resonanzmaxima allmählich gleich hoch, beide Dämpfungen gleich groß (0,25 bzw. 0,28), und die Resonanzfrequenz des Tonpilzes liegt bei der tiefstmöglichen Periodenzahl (1000). In diesem Zustande kann

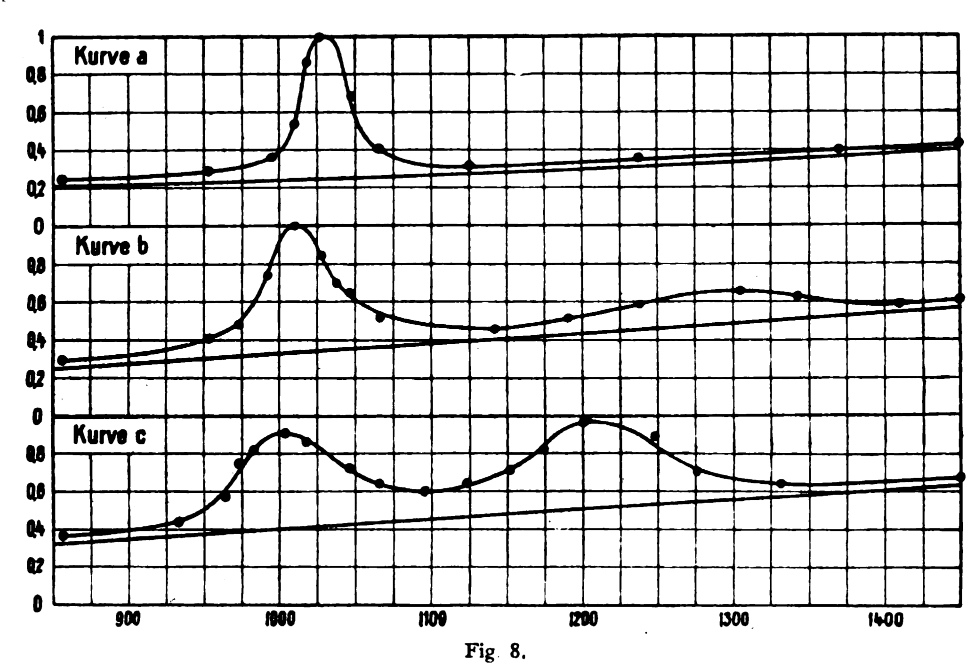


Fig. 8.

In den drei experimentell aufgenommenen Resonanzkurven der Fig. 8 ist in drei Schritten der Vorgang dargestellt, wie er beobachtet wird, wenn man die Ringschwingung allmählich auf die Frequenz des eigentlichen Schwingungsgebildes, des Tonpilzes, in dem die Erregung erfolgt, abstimmt. Bei der Aufnahme der Kurve a ist die Abstimmung der Ringschwingung noch so hoch und die, Kopplung mit der Systemschwingung noch so lose daß außer dem Resonanzmaximum des Systems bei 1025 bis zu der Frequenz von 1450 hinauf noch kein zweites Resonanzmaximum zu erkennen ist, das der Ringschwingung zuzusprechen wäre. Das Maximum bei 1025 besitzt daher nach dem vorher Gesagten auch noch eine so geringe Dämpfung (0,11), daß ein Betrieb des Senders mit Rücksicht auf die erreichbare Tourenkonstanz der Maschine bei Schwankungen der Netzspannung nur sehr schwer möglich ist.

Stimmt man die Ringschwingung tiefer, so beobachtet man (Kurve b) mit dem Auftreten eines zweiten flachen Maximums bei etwa 1300 eine Zunahme der Dämpfung des Tonpilzes auf

man nicht mehr das eine Resonanzmaximum dem System und das andere der Ringschwingung zusprechen; beide Schwingungsgebilde haben gleichen Anteil an dem Zustandekommen beider Schwingungsformen und besitzen vor der Kopplung gleiche Abstimmung.

Würde man der Ringschwingung vor der Kopplung eine tiefere Abstimmung geben als dem Tonpilz, so würde das tiefere Resonanzmaximum der Ringschwingung entsprechen, mit zunehmender Erniedrigung der Ringschwingungszahl immer flacher werden und allmählich nach den tieferen Frequenzen zu verschwinden, während das bei der höheren Frequenz liegende Maximum dem Tonpilz eigen und allmählich immer weniger gedämpft wird und zu der Resonanzfrequenz und der Gestalt der Kurve a zurückkehrt, hierbei kann die Ringschwingung zur Dämpfungsverkleinerung dienen.

b. Beseitigung der Phasenverschiebung.

Nachdem es uns durch die im einzelnen beschriebenen Maßnahmen gelungen war, Unter-

[1]) Phys. Zeitschr. **21** (1920), 187.

wasserschallsender guter Wirkungsgrade bei genügend breiter Dämpfung zu bauen, gingen wir daran, auch die vom wirtschaftlichen Standpunkt aus möglichst zu vermeidende Phasenverschiebung zwischen elektrischer Spannung und elektrischem Strom zu beseitigen.

Bei ruhendem Anker bildet die Wechselstromspule eine Selbstinduktion, die bei eintretender Ankerbewegung durch diese selbst teilweise aufgehoben wird. Bei den Dämpfungen und damit den Wirkungsgraden, die wir aus Gründen der Tourenkonstanz wählen mußten, beträgt der $\cos \varphi$ im Resonanzfalle beim polarisierten Sender etwa 0,4, beim unpolarisierten Sender 0,2. Diese Phasenverschiebung zwischen Spannung und Strom ist allerdings für den Motor des Gleichstrom-Wechselstrom-Umformers von geringer Bedeutung, hat aber auf die Abmessungen der Wechselstromdynamo Einfluß, da diese für die leerschwingende elektrische Leistung, d. h. für die Voltamperezahl räumlich dimensioniert sein muß.

Aus den oben angegebenen Werten geht hervor, daß die Phasenverschiebung auf das Arbeiten mit dem polarisierten Sender noch keine allzugroße Wirkung hat, daß sie aber für den unpolarisierten Betrieb bereits so groß geworden ist, daß ihre Vermeidung einen großen Vorteil bedeuten würde.

Das jedem Elektrotechniker geläufige Mittel zur Beseitigung von lästigen Phasenverschiebungen ist der Kondensator. Den Vorgang im Sender bei Resonanz können wir uns rein-elektrisch durch einen Stromkreis darstellen, der das Aussehen der Fig. 9 hat. Die Wechselstromdynamo *Ma* erscheint durch eine Selbstinduktion L und durch zwei Widerstände w_v und w_s geschlossen. Der Kondensator C sei zunächst noch nicht eingeschaltet. Der Widerstand w_v ist der Verlustwiderstand, liefert mit dem Quadrat der Stromstärke multipliziert die Eisen- und Kupfer-Verluste und ist, da es sich im wesentlichen um Eisenverluste handelt, der Frequenz nahezu proportional. Der Widerstand w_s stellt den mechanischen Bremswiderstand dar und beschreibt abhängig von der Frequenz eine einfache Resonanzkurve. Wenn wir es mit einem einwelligen Schwingungsgebilde zu tun haben, was wir für diese elementare Betrachtung annehmen wollen, um sie möglichst einfach zu gestalten, dann hat der Widerstand w_s für die Frequenzen 0 und ∞ den Wert 0 und für die Resonanzfrequenz den Wert w_s. In dem Verhältnis von w_s zu w_v steckt der Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{w_s}{w_s + w_v}.$$

L ist die übrig gebliebene, durch die Ankerbewegung nicht aufgehobene Selbstinduktion des Senders und hängt mit dem zu kompensierenden Phasenwinkel durch die Beziehung

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega_R L}{w_s + w_v}$$

zusammen, wenn ω_R die Resonanzfrequenz des Senders in 2π Sekunden ist. Um für die Maschine Phasengleichheit für Spannung und Strom

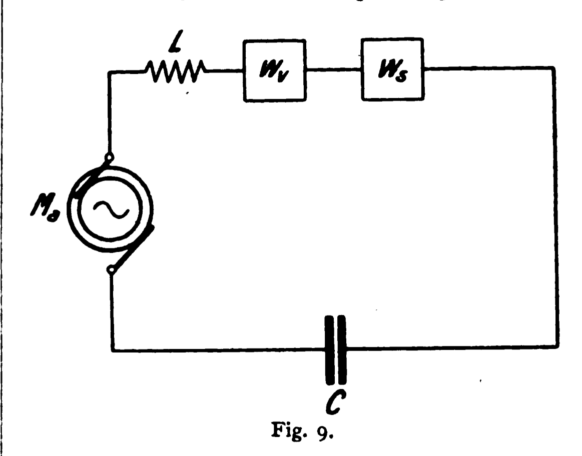


Fig. 9.

zu schaffen, schalten wir nunmehr einen Kondensator C ein, dessen Größe durch die Gleichung bestimmt wird

$$\omega_R^2 L C = 1.$$

Denken wir uns in Fig. 9 w_s zunächst dauernd gleich Null, d. h. den Anker festgebremst, so beschreibt der Strom i eine Resonanzkurve von der bekannten Form, wie sie etwa in der Kurve ABC der Fig. 10

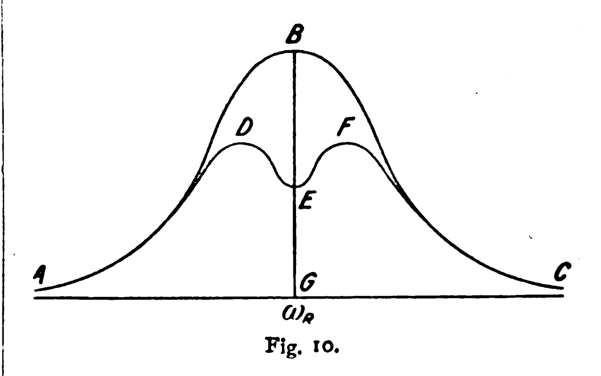


Fig. 10.

dargestellt ist. Wenn wir nun aber den Widerstand w_s, wie es der Wirklichkeit bei frei schwingendem Anker entspricht, eine Resonanzkurve durchlaufen lassen, so muß an der Stelle $\omega = \omega_R$, wo w_s sein Maximum erreicht eine entsprechende Abnahme der Stromstärke und damit eine Einsenkung der Stromresonanzkurve von B bis etwa E stattfinden, so daß

$$\eta = \frac{BE}{BG}$$

ist, wenn BG das von dem Punkte B auf die Nullinie gefällte Lot ist. Der Punkt E muß also ein Punkt der neuen Resonanzkurve sein, die bei



großer Verstimmung, d. h. an den Stellen A und C mit der alten Resonanzkurve zusammenfällt. Über den Verlauf an den dazwischen liegenden Punkten und besonders in der Nähe der Resonanz können wir, streng genommen, auf Grund der Fig. 9 nichts aussagen, da diese nur für den Resonanzpunkt gilt. Wir wollen später im Anschluß an diese einfache und elementare Betrachtung das allgemein gültige Schema mitteilen, das den Verlauf der ganzen Resonanzkurve zu diskutieren gestattet, können aber, auf Grund des bereits Gesagten uns doch schon jetzt in einfacher und anschaulicher Weise über den wahrscheinlichen Verlauf der Kurve Rechenschaft geben. Da die durch die mechanische Schwingung hervorgerufene Widerstandserhöhung der rein-elektrischen Schwingung von Selbstinduktion und Kondensator entgegenwirkt, wie wir bereits für den Resonanzpunkt des näheren gesehen haben, so können wir uns die

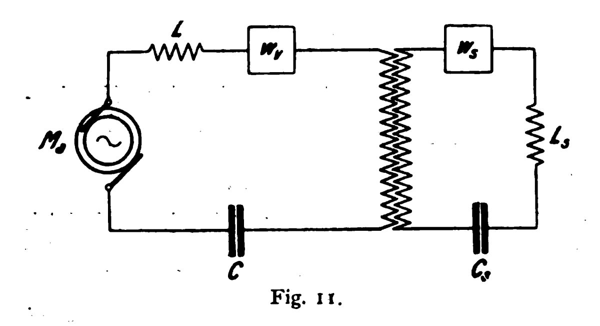


Fig. 11.

neue Resonanzkurve an allen Punkten als Differenz der elektrischen und mechanischen Resonanzkurve vorstellen und sie uns dadurch entstanden denken, daß von der Kurve ABC als Nullinie nach unten zu die mechanische Resonanzkurve abgetragen wird. Auf diese Weise entsteht die neue Kurve $ADEFC$ mit den beiden Maxima D und F seitlich von der alten Resonanzstelle, die jetzt ein Minimum ist. Wir können den Vorgang auch anders darstellen und sagen, daß wir ein elektrisch schwingendes System mit einem mechanisch schwingenden gekoppelt haben, wodurch wir, ebenso wie bei der Kopplung zweier elektrischer oder zweier mechanischer Kreise miteinander, eine doppelwellige Resonanzkurve erhalten müssen.

Das exakte Schaltungsschema eines mit vorgeschalteter Kapazität betriebenen Senders ist in Fig. 11 dargestellt. In dieser bedeuten w_s, L_s und C_s die elektrischen Äquivalente von mechanischem Arbeitswiderstand, Elastizität und Schwingungsmasse eines elektromagnetisch erregten Senders, w_v den die Eisenverluste darstellenden Widerstand, L die primär für die Maschine wirksame Selbstinduktion und C den vorgeschalteten Kondensator. Die Selbstinduktion L ist keine Konstante, sondern mit der Frequenz selbst veränderlich und nur für kleinere Wirkungsgrade praktisch als konstant anzusehen. Es ist an anderer Stelle[1]) gezeigt worden, wie man zu der Aufstellung des Schaltungsschemas und der dazugehörigen Diagramme solcher elektro-mechanischer Transformatoren gelangt, und wir wollen uns hier mit diesem Hinweis begnügen, zumal aus der Betrachtung der Fig. 11 ohne weiteres hervorgeht, daß wir es mit zwei gekoppelten Schwingungskreisen zu tun haben, die eine doppelwellige Resonanzkurve liefern müssen.

Die in Fig. 10 gezeichnete Kurve $ADEFC$ stellt also qualitativ richtiv den Verlauf der Stromstärke eines mit vorgeschaltetem Kondensator betriebenen Senders und damit bei nicht allzu großen Wirkungsgraden auch die Spannung am Sender selbst dar. Wir erreichen infolgedessen durch die Kapazitätsschaltung außer einer Kompensation des Phasenwinkels in der Resonanz gleichzeitig, daß, wenn die Betriebsfrequenz gegenüber der Resonanzfrequenz fällt oder steigt, der Sender stets mit zunächst wenigstens ansteigender Spannung betrieben wird, auch wenn die Maschinenspannung selbst konstant bleibt, oder wie es bei einfachem Durchlaufen geschieht, proportional mit der Umdrehungszahl zunimmt. Derselbe Sender muß also ohne Kapazität betrieben eine schmäler scheinende Resonanzkurve besitzen, da automatisch durch die Kapazität erreicht wird, daß die beiden Äste der Resonanzkurve gehoben werden. Wir können also von vornherein einen geringer gedämpften Sender, d. h. einen solchen mit größerem Wirkungsgrad vorsehen und erhalten dann in der Kapazitätsschaltung trotzdem die gleiche Breite der Kurve wie vorher. Und die Verhältnisse liegen so, daß diese doppelte Wirkung, die die Einschaltung eines Kondensators hat, für den polarisierten Sender nur eine geringere Verbesserung bringt, daß sie aber den unpolarisierten Betrieb eigentlich erst wirtschaftlich und möglich macht.

VI. Die Schalleistung des Senders.

Wir haben gesehen, wie das Mittel der Amplitudenübersetzung den Wirkungsgrad, die Benutzung der Ringschwingung die Dämpfung und das Mittel der Kapazitätsschaltung die Phasenverschiebung und indirekt den Wirkungsgrad beeinflußt. Nächst diesen für einen wirtschaftlichen Betrieb wichtigen Größen interessiert die Frage nach dem absoluten Betrage der aufgenommenen bzw. gestrahlten Leistung eines bestimmten Apparates am meisten. Diese Leistung ist, wie bei jeder Maschine einer bestimmten Größe, nach oben zu in verschiedener Richtung begrenzt. Eine solche Grenze haben wir bereits kennen gelernt in der Dimensionierung der Stabrohrelastizität

[1]) Phys. Zeitschr. **20** (1919), 104.

und gesehen, daß eine Steigerung der Leistung über diejenige hinaus, für welche die Länge der Stäbe und Rohre berechnet ist, zu einem Bruch derselben führen würde. Eine zweite Grenze ist der Leistung gezogen durch die im Apparat in Form von Eisen-, Kupfer- und mechanischen Reibungs-Verlusten verbleibende Leistung, die eine Erwärmung des Senders hervorruft. Diese Leistung beträgt das $(1 - \eta_a)$-fache oder, wenn η_a nahezu gleich η ist, das $(1 - \eta)$-fache der aufgenommenen Leistung und wird besonders der Isolation der Kupferspulen gefährlich. Eine dritte Begrenzung findet die Energieaufnahme an der Membranoberfläche im Medium selbst, wo allmählich bei gesteigerter Energiezufuhr die Schalldruckamplituden so groß werden können, daß im Druckminimum der absolute Druck bis zur Dampfspannung des Wassers sinkt, Wasserdampf und Luftblasen frei werden und das Wasser sich den Bewegungen der Membran nicht mehr anpassen kann oder, wie wir uns anschaulich ausdrücken können, zerreißt. Diese Grenze wird früher erreicht, als man zunächst annehmen sollte. Man kann die Schalleistung L pro Flächeneinheit einer ebenen Schallwelle durch die Druckamplitude P berechnen[1]), und zwar gilt die Beziehung

$$L = \frac{P^2}{2\,a\,\varrho},$$

wenn a die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der akustischen Welle und ϱ die Dichte des betreffenden Mediums ist. Setzt man für a und ϱ die Werte für Wasser ein und mißt P in Atm., so findet man

$$L = 0{,}36\,P^2$$

in Watt pro cm². Diese Gleichung besagt, daß die Druckamplitude im Wasser $\pm$ 1 Atm. betragen muß, wenn man 0,36 Watt pro cm² Schall im Wasser schwingen lassen will. Da man in der Nähe der Wasseroberfläche, wo der absolute Druck nur 1 Atm. beträgt, diese Druckschwankung dem Wasser aber nicht erteilen kann, ohne nach der negativen Seite hin Zerreißungen des Wassers hervorzurufen, so ist hiermit die obere Grenze für die Flächendichte der abwandernden Energie gegeben. Sind die Membranen klein zur Wellenlänge, so treten nicht nur Wattdrücke, sondern auch wattlose Drücke auf, und da das eben Gesagte natürlich für den Gesamtdruck gilt, so wird der die Strahlungsleistung bestimmende Wattdruck entsprechend dem Phasenwinkel zwischen Druck und Geschwindigkeit noch kleiner als bei der ebenen Schallwelle, wo es nur Wattdrücke gibt. Diese Vorgänge der Überbeanspruchung des Mediums, in dem der Schall erzeugt wird, kann man mit dem Sprühen der Antenne einer funkentelegraphischen Station vergleichen. Hier wie dort kann durch zu große Drücke bzw. Spannungen die Flächendichte an einzelnen Stellen so weit getrieben werden, daß das betreffende Medium zerreißt und der eigentliche Strahlungsvorgang unterbrochen wird.

Diese drei oberen Grenzen für die Schalleistung eines Senders, nämlich die Beanspruchung seiner Elastizität auf Bruch, die durch zu hohe Erwärmung hervorgerufene Zerstörung besonders der elektrischen Isolationsmaterialien und die durch die physikalischen Eigenschaften des Wassers gegebene maximale Flächendichte der Energie können bei einem und demselben Apparat bei verschiedenen Leistungen erreicht werden. Es wird aber derjenige Sender mit Bezug auf Raum, Gewicht und Herstellungskosten am ökonomischsten gebaut sein, der bei derselben Leistung gleichzeitig diese drei Grenzen erreicht.

VII. Angaben über praktisch ausgeführte Sender.

Zum Schluß wollen wir noch einige Zahlenangaben über praktisch ausgeführte Sender machen. Es sind nach dem eben geschilderten Prinzip Sender für 500 bis 2000 Perioden, in der weitaus größten Mehrzahl allerdings für etwa 1000 Perioden in zwei Größen für etwa 125 und 400 Watt gestrahlter Schalleistung gebaut worden. Der akustische Wirkungsgrad der 1000periodigen Sender beträgt bei 0,2 bis 0,3 Dämpfung etwas mehr als 50%, so daß als Maschinenleistung etwa 250 bzw. 800 Watt gefordert werden. Die Gewichte solcher Sender betragen 110 bzw. 240 kg. Über die äußeren Abmessungen des größeren Typs gibt Fig. 4 ein Bild, welches ein Photogramm in dem Verhältnis von etwa 1 : 7 ist. Der Kosinus des Phasenwinkels beträgt in Resonanz bei unkompensierter Selbstinduktion, wie bereits erwähnt, beim polarisierten Sender etwa 0,4, beim unpolarisierten Sender 0,2, in Kapazitätsschaltung bei beiden 0,9 bis 1.

Zur Anwendung kommen neuerdings diese Sender als Unterwasserpeilstationen, die auf dem Meeresboden in der Nähe der Küste aufgestellt und von einer Landstation aus durch Kabel betrieben werden oder im Einbau auf Fahrzeugen. Auf den Schiffen der Kriegsmarine dienten sie den getaucht fahrenden Unterseeboten als einziges Verständigungsmittel untereinander und im Verkehr mit den Überwasserschiffen. Den vorkommenden Tauchtiefen entsprechend sind sie für einen äußeren Druck von 10 Atm. gebaut. Auch auf den Schiffen der Handelsmarine werden diese Sender bald zur Anwendung gelangen und werden es sich begegnenden Fahrzeugen ermöglichen, Kurssignale miteinander auszutauschen, und die in die Schiffshaut auf Steuerbord und Backbord ein-

[1]) Phys. Zeitschr. **17** (1916), 601.

gebauten Sender werden im Nebel und bei unsichtigem Wetter an die Stelle der grünen und roten Positionslichter treten. Auf den Feuerschiffen kann man die historischen Glocken durch sie ersetzen.

Für die Frage, wann man im besonderen polarisierte oder unpolarisierte Sender anwenden wird, sind Gesichtspunkte maßgebend, die die Wirtschaftlichkeit der ganzen Anlage betreffen. Man hat z. B. auch den an sich unrationeller arbeitenden unpolarisierten Sender angewendet, als man an Bord von Schiffen oder Feuerschiffen Unterwassersignale mit dem Ton von 1000 Perioden aussenden und trotzdem den bereits vorhandenen Umformer der Funkentelegraphie mit 500 Perioden benutzen wollte. Vorteilhaft ist der unpolarisierte Sender weiterhin, wenn man von einer Landstation durch ein langes Kabel hindurch einen am Meeresboden stehenden Sender betreiben will. In diesem Falle spielt die Wirtschaftlichkeit der Anlage mit Bezug auf Energieverbrauch nicht die allein ausschlaggebende Rolle, da Energieverbrauch schließlich eine Kostenfrage ist und die Kosten solcher Anlagen im wesentlichen durch die Kabelkosten gegeben sein können. Da man den unpolarisierten Sender bei Erdrückleitung mit einem einadrigen Kabel betreiben und hierdurch die Kabelkosten so gering wie möglich halten kann, wird man ihm bei dieser Art von Anlagen häufig den Vorzug geben. So werden bei den einzelnen Projekten die Gründe verschieden sein, warum man den einen oder den anderen wählt. Immer aber muß die Wirtschaftlichkeit der ganzen Anlage und nicht diejenige des Senders allein entscheiden.

Und nun noch ein Wort zu der Frage, die Fachleute und Laien schließlich und endlich am meisten interessiert und die bei Unterwasserschallsignalen doch so schwer zu beantworten ist: Wie weit kann man solche Signale — sagen wir von 400 Watt Schalleistung — mit guten Empfangsapparaten hören? Wir verweisen auf die entsprechenden Veröffentlichungen [1]) über den Einfluß des Mediums auf die Reichweite von Unterwasserschallsignalen und begnügen uns hier damit mitzuteilen, daß abhängig vom Zustande des Wassers sich Reichweiten von einigen bis zu Hunderten von Kilometern ergeben.

---

[1]) Phys. Zeitschr. **20** (1919), 385. — Ann. d. Phys. **42** (1920), 485.

(Eingegangen am 20. August 1920.)

Originalmitteilungen.

Zur Theorie der Lichtbogenschwingungen.

Von E. Mayer.

(Fortsetzung.)

Kapitel III. Energieverhältnisse.

§ 1. Allgemeines.

Aus den Kurven der Momentanwerte der Leistungen, wie sie in den Figuren 14 bis 24 dargestellt sind, ergibt sich die während einer Periode vom Speisekreise auf den Schwingungskreis übertragene Energie graphisch als die Differenz der positiven und negativen Flächen, die durch die Kurven IV und die Zeitachse begrenzt werden. Energiezufuhr zum Hochfrequenzkreise von der Speiseleitung findet statt, wenn die positiven Flächen, die Energieaufnahme darstellen, größer sind als die negativen Flächen, welche Energieabgabe bezeichnen. Die Energiezufuhr pro Periode ist gleich dem Zeitintegral der Momentanwerte der Leistung über eine ganze Periode erstreckt. Die Energiezufuhr in der Zeiteinheit, d. h. die mittlere zugeführte Leistung, wird

$$W = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau v_l \, i \, dt.$$

Die Auswertung dieses Integrals und damit die Bestimmung der Energiezufuhr während des Schwingungsstadiums kann graphisch erfolgen durch Planimetrieren der Flächen, welche die für irgendeine Charakteristik konstruierte Kurve der Momentanleistungen mit der Zeitachse einschließt. Oder das Integral ist durch Rechnung auszuwerten.

§ 2. Ersatz der dynamischen Charakteristik durch die Mittelcharakteristik.

Es ist schon von J. Zenneck l. c. gezeigt worden, daß das Zeitintegral, ausgedehnt über die Zeit, in der Strom durch den Lichtbogen fließt, d. h. bei Schwingungen erster Art und im Schwingungsstadium bei Schwingungen zweiter Art, denselben Wert behält, wenn für den Verlauf von v_l an Stelle der aus zwei Ästen bestehenden dynamischen Charakteristik die Mittelcharakteristik zugrunde gelegt wird.

Die dynamische Charakteristik sei gegeben durch die Gleichung

$$v_l = f(i_l) + \varphi\left(\frac{d i_l}{dt}\right).$$

Dabei sei φ irgendeine Funktion, die bei zunehmendem Strom positive, bei abnehmendem Strom negative Werte besitzt, welche für dasselbe

positive und negative di_l/dt dieselbe absolute Größe haben.

Das Integral

$$\int \varphi\left(\frac{di_l}{dt}\right) i_l\,dt = \int \varphi\left(\frac{di_l}{dt}\right) J \sin \omega t\,dt$$

ist aber, wie leicht ersichtlich, gleich Null, wenn die Grenzen symmetrisch zum Zeitpunkte $t = \frac{\pi}{2\omega}$ des maximalen Stromwertes liegen, also das Integral lautet:

$$\int_{\frac{\pi}{2\omega}-x}^{\frac{\pi}{2\omega}+x} \varphi\left(\frac{di_l}{dt}\right) J \sin \omega t\,dt = \int_{\frac{\pi}{2\omega}-x}^{\frac{\pi}{2\omega}} \varphi\left(\frac{di_l}{dt}\right) J \sin \omega t\,dt + \int_{\frac{\pi}{2\omega}}^{\frac{\pi}{2\omega}+x} \varphi\left(\frac{di_l}{dt}\right) J \sin \omega t\,dt.$$

Nun ist $\sin \omega t$ zwischen $\frac{\pi}{2\omega} - x$ und $\frac{\pi}{2\omega}$ überall gleich in Größe und Vorzeichen wie zwischen den Grenzen $\frac{\pi}{2\omega}$ und $\frac{\pi}{2\omega} + x$, gleichgültig, welchen Wert x haben mag. Dagegen hat nach der Definition $\varphi\left(\frac{di_l}{dt}\right)$ zwischen $\frac{\pi}{2\omega} - x$ und $\frac{\pi}{2\omega}$ positive, zwischen $\frac{\pi}{2\omega}$ und $\frac{\pi}{2\omega} + x$ negative Werte, die aber an Größe für irgendein x einander gleich sind. Es wird also

$$\int_{\frac{\pi}{2\omega}-x}^{\frac{\pi}{2\omega}} \varphi\left(\frac{di_l}{dt}\right) J \sin \omega t\,dt = -\int_{\frac{\pi}{2\omega}}^{\frac{\pi}{2\omega}+x} \varphi\left(\frac{di_l}{dt}\right) J \sin \omega t\,dt.$$

Demnach

$$\int_{\frac{\pi}{2\omega}-x}^{\frac{\pi}{2\omega}+x} \varphi\left(\frac{di_l}{dt}\right) J \sin \omega t\,dt = 0,$$

damit wird die Energiezufuhr

$$P = \int_{t_1}^{t_{II}} f(i_l)\, J \sin \omega t\,dt,$$

wobei $f(i_l)$ die Mittelcharakteristik bedeutet.

§ 3. Leistungsübertragung bei Schwingungen erster Art.

a) Geradlinige Mittelcharakteristik.

Die Abhängigkeit der Lichtbogenspannung vom Lichtbogenstrom ist für eine geradlinige Mittelcharakteristik durch die Gleichung gegeben:

$$v_l = v_0 - a\,i_l$$
$$= v_0 - a(i_g + J \sin \omega t).$$

Die gesamte vom Speisekreise dem Hochfrequenzsystem zugeführte Leistung wird

$$W = -\frac{1}{T}\int_0^T v_l\,i\,dt$$
$$= -\frac{1}{T}\int_0^T [v_0 - a(i_g + J \sin \omega t)]\, J \sin \omega t\,dt.$$

Das negative Vorzeichen rührt von der in Fig. 1 eingezeichneten Wahl der Stromrichtung für positives i her.

Die Auswertung ergibt

$$W = \tfrac{1}{2} a J^2.$$

Dabei ist $a = \operatorname{tg} \alpha$, worin α der Winkel ist, den die geradlinige Mittelcharakteristik mit der i_l-Achse bildet.

b) Gekrümmte Mittelcharakteristik.

Die Mittelcharakteristik sei dargestellt durch eine Anzahl Glieder einer Potenzreihe von der Form

$$v_l = v_0 - a\,i_l + b\,i_l^2 + c\,i_l^3.$$

Die Anwendungsmöglichkeit dieser Gleichung ist, wie schon früher vermerkt, auf den Teil der Kurve beschränkt, für welche steigende Werte von i_l fallende Werte von v_l ergeben, d. h., bis zu

$$i_{l\,max} = \frac{b}{3c} + \sqrt{\frac{a}{3c} + \frac{b^2}{9c^2}}.$$

Über diesen Wert hinaus ist die Darstellung nicht zu gebrauchen, da v_l wieder steigen würde.

Die Leistungszufuhr wird nunmehr

$$W = -\frac{1}{T}\int_0^T (v_0 - a\,i_l + b\,i_l^2 + c\,i_l^3)\, J \sin \omega t\,dt$$

$$= -\frac{1}{T}\int_0^T \{v_0 - a(i_g + J \sin \omega t)$$
$$+ b(i_g^2 + 2\,i_g J \sin \omega t + J^2 \sin^2 \omega t)$$
$$+ c(i_g^3 + 3\,i_g J^2 \sin^2 \omega t$$
$$+ 3\,i_g^2 J \sin \omega t + J^3 \sin^3 \omega t)\}$$
$$J \sin \omega t\,dt.$$



Bei der Integration ergeben alle ungeraden Potenzen des Sinus den Wert Null, ferner ist

$$\frac{1}{T}\int_0^T \sin^2 \omega t\,dt = \frac{1}{2}; \quad \frac{1}{T}\int_0^T \sin^4 \omega t\,dt = \frac{3}{8}.$$

Es ergibt sich also

$$W = \tfrac{1}{2}(a - 2b i_g - 3c i_g^2) J^2 - \tfrac{3}{8} c J^4$$
$$= \tfrac{1}{2} \operatorname{tg} \alpha J^2 - \tfrac{3}{8} c J^4.$$

Darin bedeutet α den Winkel, den die Tangente der Charakteristik im Punkte i_g mit der Abszissenachse bildet.

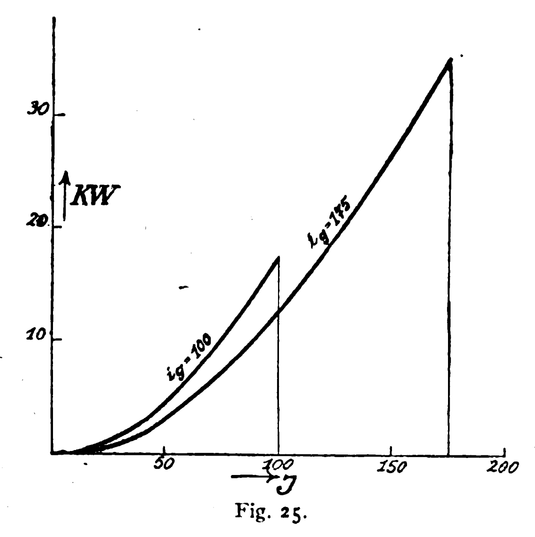


Fig. 25.

Die Leistungszufuhr hängt also bei gekrümmter Mittelcharakteristik außer von der Amplitude J vom Speisestrome i_g ab, da die Größe von i_g den Wert des $\operatorname{tg}\alpha$ bestimmt. Für irgendein i_g steigt die Leistungszufuhr proportional dem Quadrate der Amplitude, weniger einem Gliede, welches der vierten Potenz der Amplitude proportional ist. (Fig. 25.)

Wird die Mittelcharakteristik dargestellt durch eine Gleichung der Form

$$v_l = a + \frac{b}{J_0 + i_l},$$

so wird der Ausdruck für die Leistungszufuhr

$$W = -\frac{1}{T}\int_0^T \left(a + \frac{b}{J_0 + i_l}\right) J \sin \omega t\,dt$$

$$= -\frac{1}{T}\int_0^T \left(a + \frac{b}{J_0 + i_g + J \sin \omega t}\right) J \sin \omega t\,dt.$$

Es ist

$$\int_0^T a J \sin \omega t = 0,$$

ferner

$$b \cdot \frac{J \sin \omega t}{J_0 + i_g + J \sin \omega t} = b\left(1 - \frac{J_0 + i_g}{J_0 + i_g + J \sin \omega t}\right),$$

weiterhin

$$\int \frac{dt}{J_0 + i_g + J \sin \omega t}$$

$$= \frac{1}{\omega}\frac{2}{\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - J^2}} \operatorname{arc\,tg} \frac{(J_0 + i_g) \operatorname{tg} \frac{\omega t}{2} + J}{\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - J^2}},$$

solange $J_0 + i_g > J$, was bei Schwingungen erster Art stets erfüllt ist.

Demnach

$$\int_0^T \frac{dt}{J_0 + i_g + J \sin \omega t}$$

$$= \frac{1}{\omega}\frac{2}{\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - J^2}} \Bigg|_0^T \operatorname{arc\,tg} \frac{(J_0 + i_g) \operatorname{tg} \frac{\omega t}{2} + J}{\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - J^2}}.$$

Der variable Ausdruck wird für die untere Grenze $t = 0$ zu

$$\operatorname{arc\,tg} \frac{J}{\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - J^2}}.$$

Für die obere Grenze, $t = T = \frac{2\pi}{\omega}$ wird dieser Ausdruck

$$\pi + \operatorname{arc\,tg} \frac{J}{\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - J^2}}. \text{ [1]}$$

Also

$$\int_0^T \frac{dt}{J_0 + i_g + J \sin \omega t} = \frac{2\pi}{\omega} \cdot \frac{1}{\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - J^2}}.$$

Infolgedessen

$$W = b\left(\frac{J_0 + i_g}{\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - J^2}} - 1\right).$$

Die Leistungszufuhr ist also auch bei dieser Form der Charakteristik abhängig von der Größe des Speisestromes i_g und den Konstanten b und

[1] Verfolgt man das Argument des arc tg von $t = 0$ bis $t = T$, wie es in Fig. 26a dargestellt ist, so zeigt sich, daß für $t = \frac{T}{2}$ das Argument unendlich wird und für Werte von t über $t = \frac{T}{2}$ hinaus von $-\infty$ zurückkehrt, bei weiterer Zunahme von t durch Null geht und wieder positive Werte annimmt. Für $t = T$ hat das Argument denselben positiven Wert wie für $t = 0$. Der arc tg aber geht zur Zeit $t = \frac{T}{2}$ vom ersten in den zweiten Quadranten und beim Durchgang des Argumentes durch Null in den dritten Quadranten über, so daß zur Zeit $t = T$ der arc tg um π größer ist als zur Zeit $t = 0$.

J_0 der Charakteristik und der Amplitude J. Mit steigender Amplitude J nimmt die Leistungszufuhr zu. Fig. 26 zeigt das Anwachsen der Leistungs-

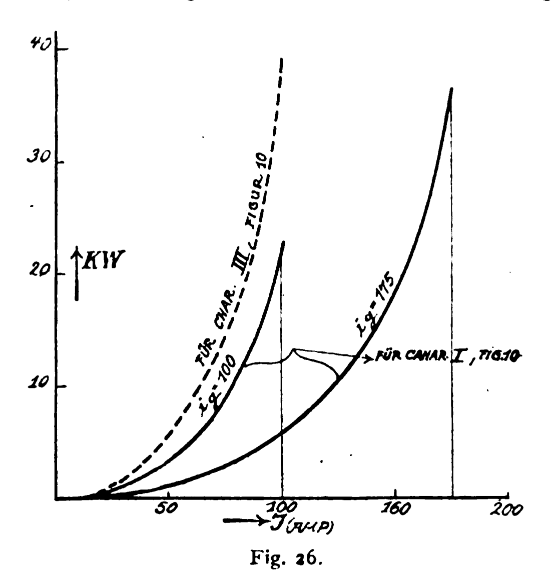


Fig. 26.

zufuhr mit steigender Amplitude für den Speisestrom $i_g = 100$ und $i_g = 175$ bei einer Zunahme der Amplitude von $J = 0$ auf $J = i_g$ und für die Mittelcharakteristik I von Fig. 10.

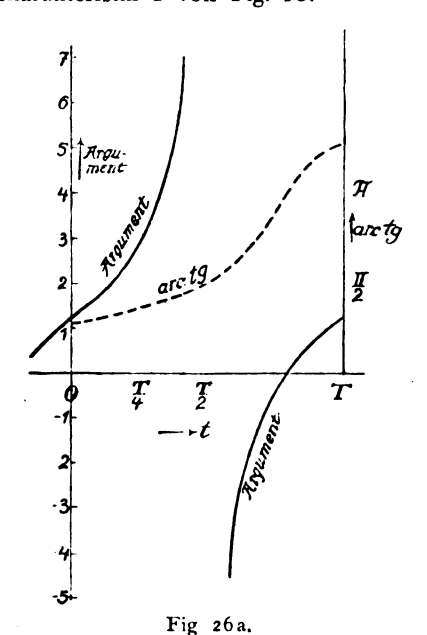


Fig 26a.

§ 4. Leistungsübertragung bei Schwingungen zweiter Art.

I. Schwingungsstadium.

a) Geradlinige Mittelcharakteristik.

Bestehen Schwingungen zweiter Art von der Amplitude $J > i_g$, so ist die Dauer des Schwingungsstadiums nicht mehr gleich der Dauer der Eigenschwingung $T = \frac{2\pi}{\omega}$, sondern gleich

$$\tau_s = \frac{2\pi - 2 \arccos \frac{i_g}{J}}{\omega}.$$

Das Schwingungsstadium setzt ein zur Zeit

$$t_s = \frac{-\frac{\pi}{2} + \arccos \frac{i_g}{J}}{\omega}$$

und endet zur Zeit

$$t_u = \frac{\frac{3\pi}{2} - \arccos \frac{i_g}{J}}{\omega}.$$

Um die Leistungszufuhr zu ermitteln muß also das Integral $\int v_l\, i\, dt$ über die Zeit von $t = t_s$ bis $t = t_\mu$ erstreckt werden. Die Grenzen, zwischen

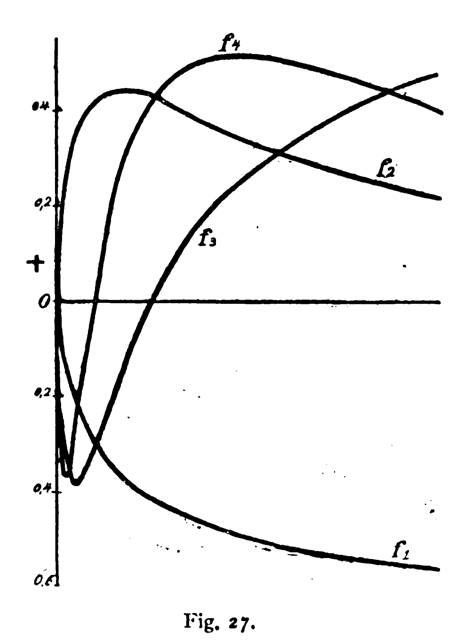


Fig. 27.

denen zu integrieren ist, hängen also von der Größe der Amplitude des Schwingungsstromes ab, und zwar wird die zwischen den Grenzen verflossene Zeit um so kleiner, je größer J ist.

Unter Zugrundelegung einer geradlinigen Mittelcharakteristik

$$v_l = v_0 - a\, i_l$$

wird daher die Leistungszufuhr während des Schwingungsstadiums dargestellt durch

$$W = -\frac{1}{\tau_s}\int_{t_s}^{t_\mu} \{v_0 - a(i_g + J\sin\omega t)\}\, J\sin\omega t\, dt$$

$$= \frac{1}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}}\left(\{v_0 - a\, i_g\}\, J\cos\omega t + \frac{1}{2}\, a\, J^2\omega t - \frac{1}{4}\, a\, J^2\sin 2\,\omega t\right)\Bigg|_{t_s}^{t_\mu}$$

$$= f_1\,(v_0 - a\, i_g)\, J + f_0\, a\, J^2 - f_2\,\frac{1}{4}\, a\, J^2 .$$

Darin bedeuten f_0, f_1 und f_2 Faktoren, welche von der Größe von J/i_g abhängen.

Es ist

$$f_1 = \left|\frac{\cos\omega t}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}}\right|_{t_s}^{t_\mu}$$

$$= \frac{\cos\left(\frac{3\pi}{2} - \arccos\frac{i_g}{J}\right) - \cos\left(-\frac{\pi}{2} + \arccos\frac{i_g}{J}\right)}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}}$$

$$= \frac{-\sin\arccos\frac{i_g}{J} - \sin\arccos\frac{i_g}{J}}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}}$$

$$= -\frac{2\sin\arccos\frac{i_g}{J}}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}}$$

$$= -\frac{2\sqrt{1 - \frac{i_g^2}{J^2}}}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}} .$$

Der Faktor f_1 ist in Abhängigkeit von J/i_g in Fig. 27 aufgetragen.

Der zweite Faktor ist:

$$f_0 = \left|\frac{\omega t}{2\left(2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}\right)}\right|_{t_s}^{t_\mu}$$

$$= \frac{\frac{3\pi}{2} - \arccos\frac{i_g}{J} + \frac{\pi}{2} - \arccos\frac{i_g}{J}}{2\left(2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}\right)}$$

$$f_0 = \frac{1}{2} .$$

Dieser Faktor ist also derselbe für irgendwelches Verhältnis J/i_g.

Die Auswertung des dritten Faktors ergibt:

$$f_2 = \left|\frac{\sin 2\,\omega t}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}}\right|_{t_s}^{t_\mu}$$

$$= \frac{\sin\left(3\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}\right) - \sin\left(-\pi + 2\arccos\frac{i_g}{J}\right)}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}}$$

$$= \frac{\sin 2\arccos\frac{i_g}{J} + \sin 2\arccos\frac{i_g}{J}}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}}$$

$$= \frac{2\sin 2\arccos\frac{i_g}{J}}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}} = \frac{4\,\frac{i_g}{J}\sin\arccos\frac{i_g}{J}}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}}$$

$$= -2\,\frac{i_g}{J}\, f_1 .$$

Der Verlauf von f_2 ist ebenfalls in Fig. 27 eingetragen.

Die Auswertung der Leistungszufuhr für $J > i_g$ für die Charakteristik der Fig. 28, für welche die

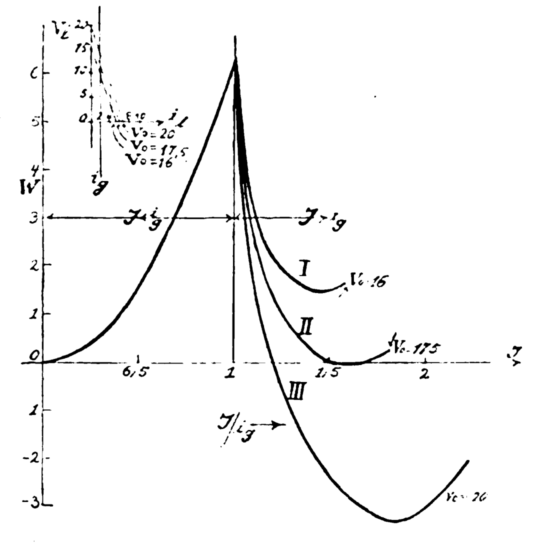


Fig. 28.

Energiezufuhr für $J < i_g$ in derselben Figur gegeben ist, ergibt die Kurve I der Fig. 28. Die Leistungszufuhr nimmt bei Steigerung der Amplitude über $J = i_g$ hinaus rapide ab. Eine Zunahme der Amplitude um $2\,\%$ hat bereits eine Abnahme der Leistungszufuhr um $16{,}5\,\%$ zur Folge, während

eine Steigerung der Amplitude um 5 %, 10 bzw. 20 % eine Abnahme der Leistungszufuhr um 30,5, 50 bzw. 66,5 % nach sich zieht. Bei weiterer Steigerung der Amplitude wird die Leistungszufuhr negativ, d. h. während des Schwingungsstadiums wird vom Lichtbogen keine Energie dem Schwingungskreise zugeführt, sondern es wird dem Schwingungskreise Energie entzogen. Steigt jedoch bei gerader Mittelcharakteristik die Amplitude noch weiter an, so steigt auch die Leistungsübertragung wieder. Der Grund dafür liegt darin, daß, wie auch die Diagramme der Figuren 18 bis 20 zeigen, infolge verringerter Bogenspannung zwischen $i_l = i_g$ und $i_l = i_g + J$ die Leistungsabgabe verringert wird, und zwar in höherem Maße als die Leistungsaufnahme infolge Wegfalls eines Teiles der Eigenperiode abnimmt.

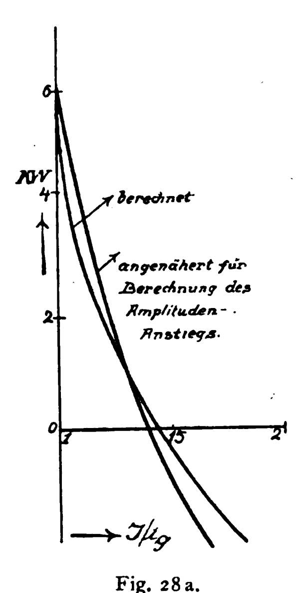


Fig. 28a.

Aus den Kurven II und III der Fig. 28 ist ersichtlich, wie eine Parallelverschiebung der Charakteristik, d. h. Vergrößerung oder Verkleinerung von v_0, die Leistungsübertragung im Gebiete der Schwingungen zweiter Art beeinflußt. Während nämlich für Amplitude $J < i_g$ die Größe von v_0 ohne Einfluß auf die Leistungsübertragung ist, ist der Abfall der übertragenen Leistung bei Vergrößerung von J über i_g hinaus um so ausgeprägter, je größer v_0 ist. Kurve II ist gerechnet für den Wert $v_0 = 17{,}5$, Kurve III für $v_0 = 20$. Die Kurven erläutern das eben Ausgeführte. Fig. 28a gibt die Leistungsübertragung für die Charakteristik der Fig. 9 und für Schwingungen zweiter Art.

b) Gekrümmte Mittelcharakteristik.

Unter Zugrundelegung der in Fig. 11 dargestellten Lichtbogencharakteristik von der Form

$$v_l = v_0 - a\,i_l + b\,i_l^2 + c\,i_l^3,$$

mit der vorher angegebenen Beschränkung daß die Beziehung nur für positive Werte von i_l und bis

$$i_{l_{\max}} = \frac{1}{3}\frac{b}{c} + \sqrt{\frac{a}{3c} + \frac{1}{9}\frac{b^2}{c^2}}$$

brauchbar ist, ergibt sich die Leistungszufuhr während des Schwingungsstadiums zu

$$W = -\frac{1}{\tau_s}\int_{t_1}^{t_2} v_l\, i\, dt.$$

$$W_s = -\frac{\omega}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}}$$

$$\int_{\frac{-\frac{\pi}{2}+\arccos\frac{i_g}{J}}{\omega}}^{\frac{\frac{3\pi}{2}-\arccos\frac{i_g}{J}}{\omega}} \Big\{(v_0 - a\,i_g + b\,i_g^2 + c\,i_g^3)\,J\sin\omega t + (-a + 2b\,i_g + 3c\,i_g^2)\,J^2\sin^2\omega t + (b + 3c\,i_g)\,J^3\sin^3\omega t + c\,J^4\sin^4\omega t\Big\}\,dt.$$

Bekanntlich ist:

$$\int \sin^2 x\,dx = \frac{x}{2} - \frac{\sin 2x}{4} + C,$$

$$\int \sin^3 x\,dx = -\cos x + \frac{\cos 3x}{3} + C,$$

$$\int \sin^4 x\,dx = \frac{1}{4}\left(\frac{3x}{2} - \sin 2x + \frac{\sin 4x}{8}\right) + C.$$

Damit wird

$$W_s = \frac{1}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}}\Bigg[\{(V_0 - a\,i_g + b\,i_g^2 + c\,i_g^3)\,J + (b + 3c\,i_g)\,J^3\}\cos\omega t$$
$$+ \left\{(a - 2b\,i_g - 3c\,i_g^2)\,J^2 - \frac{3}{4}c\,J^4\right\}\frac{\omega t}{2}$$
$$- \left\{(a - 2b\,i_g - 3c\,i_g^2)\,J^2 - c\,J^4\right\}\frac{\sin 2\omega t}{4}$$
$$- (b + 3c\,i_g)\,J^3\frac{\cos 3\omega t}{3}$$
$$- \frac{1}{32}c\,J^4\sin 4\omega t\Bigg]_{\frac{-\frac{\pi}{2}+\arccos\frac{i_g}{J}}{\omega}}^{\frac{\frac{3\pi}{2}-\arccos\frac{i_g}{J}}{\omega}}$$

$$W_s = f_1\cdot J\left(v' + J^2(b + 3c\,i_g)\right) + \tfrac{1}{2}J^2\left(\operatorname{tg}\alpha - \tfrac{3}{4}c\,J^2\right) - f_2\frac{J^2}{4}\left(\operatorname{tg}\alpha - c\,J^2\right) - f_3\frac{J^3}{3}(b + 3c\,i_g)$$
$$- f_4\frac{1}{32}c\,J^4.$$

Darin bedeuten f_1, f_2, f_3 und f_4 Faktoren, welche von der Größe des Verhältnisses J/i_g abhängen, v' die Spannung am Lichtbogen beim Strome i_g, α den Neigungswinkel der Tangente der Charakteristik im Punkte i_g.

Wie schon gezeigt wurde, ist

$$f_1 = -\frac{2 \sin 2 \arccos \frac{i_g}{J}}{2\pi - 2 \arccos \frac{i_g}{J}} = -\frac{2 \cdot \sqrt{1 - \frac{i_g^2}{J^2}}}{2\pi - 2 \arccos \frac{i_g}{J}}$$

$$f_2 = -2 \frac{i_g}{J} \cdot f_1 .$$

Ferner ist

$$f_3 = \left| \frac{\cos 3\omega t}{2\pi - 2 \arccos \frac{i_g}{J}} \right|_{t_I}^{t_{II}} = -\frac{2 \sin 3 \arccos \frac{i_g}{J}}{2\pi - 2 \arccos \frac{i_g}{J}} .$$

Und

$$f_4 = \left| \frac{\sin 4\omega t}{2\pi - 2 \arccos \frac{i_g}{J}} \right|_{t_I}^{t_{II}}$$

$$= \frac{\sin\left(6\pi - 4 \arccos \frac{i_g}{J}\right) - \sin\left(-2\pi + 4 \arccos \frac{i_g}{J}\right)}{2\pi - 2 \arccos \frac{i_g}{J}}$$

$$= -\frac{2 \sin 4 \arccos \frac{i_g}{J}}{2\pi - 2 \arccos \frac{i_g}{J}} .$$

Die Werte von f_1 bis f_4 sind bis zu erheblichen Größen des Verhältnisses J/i_g berechnet und in Fig. 27 aufgetragen worden. Dabei ist das Vorzeichen berücksichtigt. Mit Hilfe der abgeleiteten Gleichung und der Werte für die Koeffizienten läßt sich die Leistungszufuhr bei beliebiger Charakteristik für Schwingungen zweiter Art mit genügender Genauigkeit berechnen.

Die Durchführung der Rechnung für die Charakteristik der Fig. 11, dargestellt durch die Gleichung

$$v_l = 900 - 4{,}3\, i_l + 1{,}31 \cdot 10^{-3}\, i_l^2 + 1{,}31 \cdot 10^{-5}\, i_l^3$$

für den Speisestrom $i_g = 100$ ergibt die in Fig. 29 dargestellte Abhängigkeit der Leistungszufuhr vom Verhältnis der Amplitude des Schwingungsstroms zum Gleichstrom.

Die Kurve zeigt dieselben charakteristischen Eigenschaften wie die in Fig. 28 aufgetragene, welche für geradlinige Mittelcharakteristik gilt. Die Leistungszufuhr während des Schwingungsstadiums vom Speisekreis an das Hochfrequenzsystem nimmt rapide ab, sobald J über i_g hinaus ansteigt. Die kleinste Steigerung der Amplitude hat bereits erhebliche Abnahme der Leistungszufuhr zur Folge. Nimmt die Amplitude um 2 % zu, so fällt die übertragene Leistung um 17 %. Einer Zunahme der Amplitude um 5, 10 bzw. 20 % entspricht einer Abnahme der Leistungszufuhr um 28, 43 bzw. 60 %, gemessen in Prozenten der Leistungszufuhr für $J = i_g$. Bei einem Anstieg der Amplitude um mehr als 40 % wird die Leistungszufuhr negativ, d. h. der Lichtbogen entzieht dem Schwingungskreise Leistung.

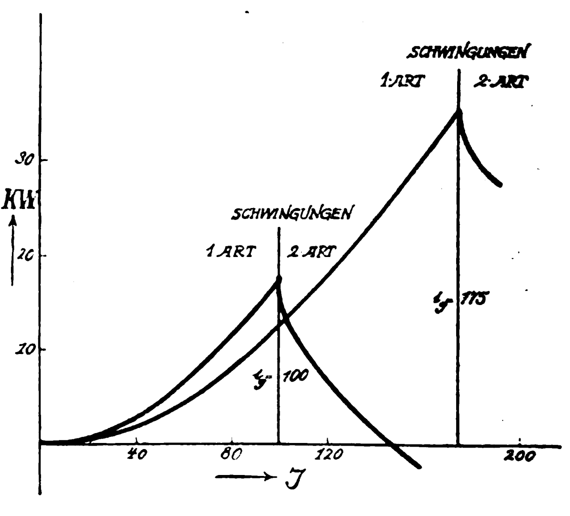


Fig. 29.

Der speziellere Fall der Darstellung der Mittelcharakteristik des Lichtbogens durch eine gegen die Koordinatenachsen verschobene gleichseitige Hyperbel

$$v_l = a + \frac{b}{J_0 + i_l}$$

ergibt den folgenden Ausdruck für die Leistungszufuhr bei Schwingungen zweiter Art

$$W_s = -\frac{1}{\tau_s} \int_{t_I}^{t_{II}} \left(a + \frac{b}{J_0 + i_g + J \sin \omega t}\right) J \sin \omega t \, dt .$$

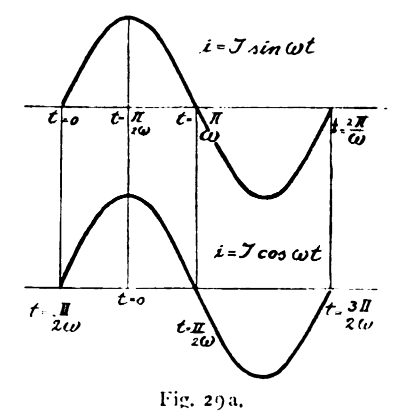


Fig. 29a.

Zwecks Vereinfachung der Integration werde der Zeitpunkt $t = 0$, der willkürlich angesetzt war, um die Zeit einer Viertelperiode vorwärts ge-

schoben. Dann tritt, wie Fig. 29a veranschaulicht, an Stelle von $\sin \omega t$ die Funktion

$$\sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) = \cos \omega t.$$

Die Integrationsgrenzen gehen über in

$$t_z' = \frac{-\pi + \arccos\frac{i_g}{J}}{\omega},$$

$$t_u' = \frac{\pi - \arccos\frac{i_g}{J}}{\omega}.$$

Die Leistungszufuhr wird

$$W_s = -\frac{1}{\tau_s}\left\{\int\limits_{\frac{-\pi+\arccos\frac{i_g}{J}}{\omega}}^{\frac{\pi-\arccos\frac{i_g}{J}}{\omega}} a J \cos \omega t\, dt + \int\limits_{\frac{-\pi+\arccos\frac{i_g}{J}}{\omega}}^{\frac{\pi-\arccos\frac{i_g}{J}}{\omega}} b\left(1 - \frac{J_0 + i_g}{J_0 + i_g + J\cos \omega t}\right) dt\right\}.$$

Solange $J_0 + i_g > J$ ist, ergibt die Integration:

$$W_s = -\left. a J \frac{\sin \omega t}{\tau_s}\right|_{t_z'}^{t_u'} - b + \left|\frac{2 b (J_0 + i_g)}{\tau_s \sqrt{(J_0 + i_g)^2 - J^2}} \operatorname{arc\,tg} \sqrt{\frac{J_0 + i_g - J}{J_0 + i_g + J}} \operatorname{tg}\frac{\omega t}{2}\right|_{t_z'}^{t_u'}$$

$$= f_1 a J + b(K - 1).$$

Die Auswertung von f_1 ergibt

$$f_1 = -\frac{\sin\left(\pi - \arccos\frac{i_g}{J}\right) - \sin\left(-\pi + \arccos\frac{i_g}{J}\right)}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}}$$

$$= \frac{2 \sin \arccos\frac{i_g}{J}}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}},$$

d. h. f_1 ist derselbe Faktor, der früher bereits bestimmt und als Funktion von J/i_g in Fig. 27 aufgetragen ist.

Zwecks Bestimmung von K werde ausgewertet

$$\left|\operatorname{arc\,tg}\sqrt{\frac{J_0 + i_g - J}{J_0 + i_g + J}} \operatorname{tg}\frac{\omega t}{2}\right|_{t_z'}^{t_u'}$$

$$= \operatorname{arc\,tg}\sqrt{\frac{J_0 + i_g - J}{J_0 + i_g + J}} \operatorname{tg}\frac{\pi - \arccos\frac{i_g}{J}}{2}$$

$$- \operatorname{arc\,tg}\sqrt{\frac{J_0 + i_g - J}{J_0 + i_g + J}} \operatorname{tg}\frac{-\left(\pi - \arccos\frac{i_g}{J}\right)}{2}$$

$$= 2 \operatorname{arc\,tg}\sqrt{\frac{J_0 + i_g - J}{J_0 + i_g + J}} \operatorname{tg}\frac{\pi - \arccos\frac{i_g}{J}}{2}.$$

Damit wird

$$K = \frac{4(J_0 + i_g)}{\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - J^2}} \cdot \frac{1}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}} \cdot \operatorname{arc\,tg}\sqrt{\frac{J_0 + i_g - J}{J_0 + i_g + J}} \operatorname{tg}\frac{\pi - \arccos\frac{i_g}{J}}{2}.$$

Ist dagegen $J > J_0 + i_g$, so lautet die Lösung des zweiten Integrals in dem Ausdrucke für die Leistungszufuhr folgendermaßen, wobei $J' = J_0 + i_g$ sein soll

$$J' \int \frac{dt}{J' + J\cos \omega t} = \frac{J'}{\omega} \frac{1}{\sqrt{J^2 - J'^2}} \log \frac{\sqrt{J - J'} \operatorname{tg}\frac{\omega t}{2} + \sqrt{J + J'}}{\sqrt{J - J'} \operatorname{tg}\frac{\omega t}{2} - \sqrt{J + J'}}.$$

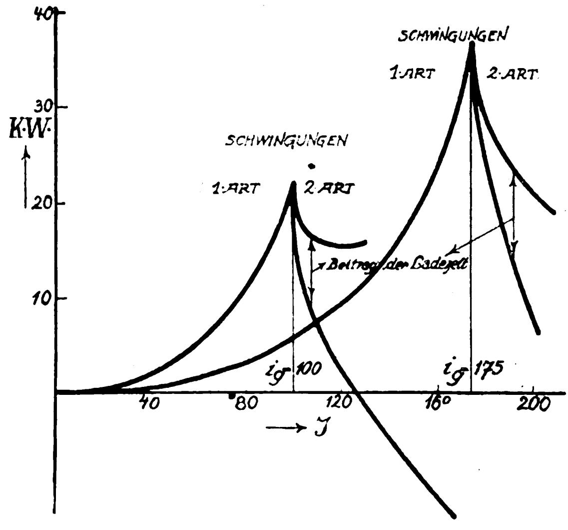


Fig. 30.

Zwischen den Grenzen t_z' und t_u' wird der Logarithmus

$$\log \frac{\sqrt{J - J'}\ \operatorname{tg} \frac{\pi - \arc\cos \frac{i_g}{J}}{2} + \sqrt{J + J'}}{\sqrt{J - J'}\ \operatorname{tg} \frac{\pi - \arc\cos \frac{i_g}{J}}{2} - \sqrt{J + J'}}$$

$$- \log \frac{- \sqrt{J - J'}\ \operatorname{tg} \frac{\pi - \arc\cos \frac{i_g}{J}}{2} + \sqrt{J + J'}}{- \sqrt{J - J'}\ \operatorname{tg} \frac{\pi - \arc\cos \frac{i_g}{J}}{2} - \sqrt{J + J'}}$$

$$= \log \frac{(J - J')\ \operatorname{tg}^2 \frac{\pi - \arc\cos \frac{i_g}{J}}{2} + J + J' + 2\sqrt{J^2 - J'^2}\ \operatorname{tg} \frac{\pi - \arc\cos \frac{i_g}{J}}{2}}{(J - J')\ \operatorname{tg}^2 \frac{\pi - \arc\cos \frac{i_g}{J}}{2} + J + J' - 2\sqrt{J^2 - J'^2}\ \operatorname{tg} \frac{\pi - \arc\cos \frac{i_g}{J}}{2}}.$$

Die Auswertung der Leistungszufuhr für Schwingungen zweiter Art bei Zugrundelegung der Mittelcharakteristik

$$v_l = 200 + \frac{40000}{30 + i_l},$$

für welche die Zunahme der Leistungszufuhr bei Schwingungen erster Art für die Speisestromstärken 100 und 175 Ampere in Fig. 26 dargestellt ist, ergibt die Kurven der Fig. 30. Sie zeigen wiederum, wie zu erwarten, schnelle Abnahme der Leistungszufuhr, sobald Schwingungen zweiter Art auftreten. Fernerhin zeigt sich, daß bei Steigerung der Amplitude um 27 % über i_g hinaus die Leistungszufuhr negativ wird, also während des Schwingungsstadiums dem Schwingungskreis Leistung entnommen und nicht zugeführt wird.

II. Ladestadium.

a) Kondensatorladung.

Am Kondensator C herrscht im Momente der Unterbrechung, wenn das Ladestadium beginnt, die Spannung

$$v_u = v' - V \sin \arc\cos \frac{i_g}{J}.$$

Im Momente der Zündung, am Ende des Ladestadiums, ist die Spannung

$$v_z = v' + V \sin \arc\cos \frac{i_g}{J}.$$

Die Energiezufuhr an den Schwingungskreis durch Vermehrung der Kondensatorladung wird demnach

$$P_l = \frac{1}{2} C \left\{ \left(v' + V \sin \arc\cos \frac{i_g}{J}\right)^2 - \left(v' - V \sin \arc\cos \frac{i_g}{J}\right)^2 \right\}$$

oder

$$P_l = 2\,C v' V \sin \arc\cos \frac{i_g}{J} = 2 \frac{i_g}{\omega} v' \sqrt{\frac{J^2}{i_g^2} - 1}.$$

Wenn v' Null oder vernachlässigbar klein ist, so findet keine Energiezufuhr während des Ladestadiums statt. Die positiven und negativen Flächen der Kurve für v, Fig. 8, sind gleich. Hat v' einen merklichen Wert, so nimmt die Energiezufuhr durch Zunahme der Kondensatorladung während des Ladestadiums mit Vergrößerung der

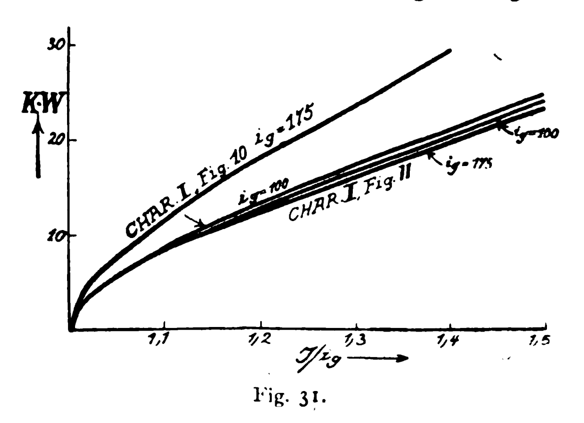


Fig. 31.

Amplitude zu. Fig. 31 veranschaulicht die Zunahme dieses Beitrags zur Energiezufuhr mit steigender Amplitude. Der Rechnung zugrunde gelegt sind die Charakteristiken I der Figg. 10 und 11 und die folgenden Konstanten des Antennenkreises

$$C = 0{,}02\ \text{MF}, \qquad \omega = 2{,}23 \cdot 10^5,$$
$$i_g = 100 \text{ für Kurve I};$$
$$L = 10^6\ \text{cm}, \qquad R = 3\ \text{Ohm},$$
$$i_g = 175 \text{ für Kurve II}.$$

Sie entsprechen etwa den Verhältnissen, unter denen der Lichtbogengenerator nach **Poulsen** in der Station Tuckerton N. J., Vereinigte Staaten von Nordamerika, arbeitete, mit welchem drahtloser Verkehr mit der Schwesterstation Eilvese bei Hannover der Hochfrequenzmaschinen-A.-G. für drahtlose Telegraphie, Berlin (System **Goldschmidt**), aufrecht erhalten wurde.

b) Energiezufuhr an den **Ohm**schen Widerstand.

Außerdem wird während des Ladestadiums dem Ohmschen Widerstande des Hochfrequenzkreises Energie im Betrage von $R i_g^2 \cdot \tau_l$ zugeführt und sofort verzehrt. Bei der später aufzustellenden Energiebilanz tritt diese Energie auf der Zufuhr- und Verbrauchsseite auf und kann deshalb unberücksichtigt bleiben.

III. Energiezufuhr bei Schwingungen zweiter Art während der ganzen Periode der Lichtbogenschwingung.

Addiert man, um die gesamte, dem Schwingungskreise während einer Periode zugeführte Energie zu erhalten, die Energiezufuhr während des Ladestadiums zu der während des Schwingungsstadiums, so erhält man die pro Periode zugeführte Energie. Um die in der Zeiteinheit des Schwingungsstadiums zur Verfügung stehende Energie, d. h. die zugeführte Gesamtleistung zu erhalten, ist der Betrag der Energie durch die Dauer des Schwingungsstadiums zu dividieren, und man erhält

$$W_g = W_s + \frac{P_l}{2\pi - 2 \arccos \frac{i_g}{J}}.$$

In den Figg. 33 bis 35 ist W_g als Summe von W_s und $\frac{P_l}{2\pi - 2 \arccos \frac{i_g}{J}}$ eingetragen.

§ 5. Energieverbrauch im Ohmschen Widerstande.

Der Energieverbrauch im Ohmschen Widerstande R des Schwingungskreises in jedem Zeitelement dt des Schwingungsstadiums ist

$$R i^2 dt = R J^2 \sin^2 \omega t \, dt.$$

a) Bei Schwingungen erster Art ist der Energieverbrauch während einer Periode T

$$\int_0^T R J^2 \sin^2 \omega t \, dt = \tfrac{1}{2} R J^2 T.$$

Also die verbrauchte Leistung

$$A' = \tfrac{1}{2} R J^2.$$

b) Bei Schwingungen zweiter Art wird die während des Schwingungsstadiums verbrauchte Leistung

$$A' = \frac{1}{\tau_s} \int_{t_s}^{t_\mu} R J^2 \sin^2 \omega t \, dt$$

$$= \frac{\omega}{2\pi - 2 \arccos \frac{i_g}{J}} R J^2 \int_{\frac{-\frac{\pi}{4} + \arccos \frac{i_g}{J}}{\omega}}^{\frac{\frac{3\pi}{4} + \arccos \frac{i_g}{J}}{\omega}} \sin^2 \omega t \, dt.$$

Wie bereits gezeigt wurde, ergibt die Auswertung des Integrals

$$\int \sin^2 \omega t \, dt = \frac{1}{\omega} \left(\frac{\omega t}{2} - \frac{\sin^2 \omega t}{4} \right)$$

zwischen den angegebenen Grenzen und dividiert durch die Dauer des Schwingungsstadiums τ_s den Wert

$$\tfrac{1}{2} - \tfrac{1}{4} f_2,$$

wobei die Größe von f_2 in Abhängigkeit vom Verhältnis J/i_g sich aus Fig. 27 ergibt.

Es wird daher

$$A' = (\tfrac{1}{2} - \tfrac{1}{4} f_2) R J^2$$
$$= \tfrac{1}{2} R i_g^2 (J/i_g)^2 (1 - \tfrac{1}{2} f_2).$$

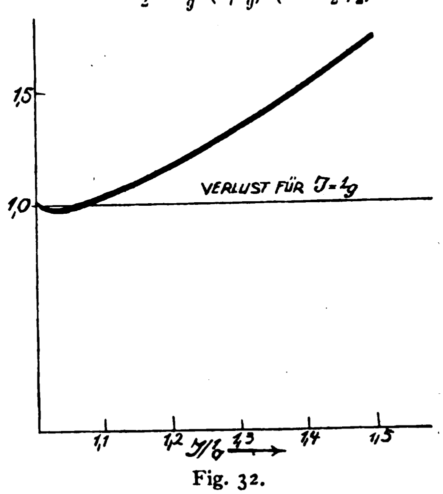


Fig. 32.

Beim Übergange von Schwingungen erster auf solche zweiter Art, d. h. bei $J = i_g$, ist die verbrauchte Leistung

$$A_0 = \tfrac{1}{2} R i_g^2.$$

Es wird also

$$\frac{A'}{A_0} = f_5 = (J/i_g)^2 (1 - \tfrac{1}{2} f_2).$$

Der Verlauf von f_5 in Abhängigkeit von J/i_g ist in Fig. 32 aufgetragen. Mit Hilfe dieses Proportionalitätsfaktors läßt sich bestimmen, wie der Energieverlust im Ohmschen Widerstande sich ändert, wenn J über i_g hinaus zunimmt.

Bei einer geringen Steigerung von J findet zunächst eine wenn auch nur geringfügige Abnahme des Verlustes statt, veranlaßt dadurch, daß der Teil einer Periode fortfällt, während dessen der Momentanwert des Stromes und damit der Momentanwert des Verlustes den größten Wert haben würde. Der Energieverlust erreicht sein Minimum bei $\frac{J}{i_g} \cong 1{,}02$, wo f_5 den Wert 0,97 hat. Darüber hinaus tritt ein immer schneller werdender Anstieg des Verlustes ein. Bei einer Steigerung der Amplitude um 10, 20, 30 bzw. 50% steigt der Verlust um 4,5, 16, 35 bzw. 75%.

(Fortsetzung folgt.)

Zur Bestimmung der absoluten Zähigkeit mit dem Gümbelschen Zähigkeitsmesser.

Von Ludwig Schiller.

Unter dem Titel „Neues Verfahren zur Messung der absoluten Zähigkeit" beschreibt Herr Gümbel[1]) einen neuen Zähigkeitsmesser und gibt gleichzeitig ein Verfahren an, um aus der an dem Apparat auftretenden Durchflußgeschwindigkeit die absolute Zähigkeit zu berechnen. Der Apparat besteht im wesentlichen aus einem Gefäß mit kreisförmiger Öffnung in der Mitte des Bodens und einer in geringem Abstand darüber befindlichen mit der Öffnung konzentrischen Kreisscheibe.[2]) Die Zuströmung erfolgt ringsum am Umfang dieser Scheibe und verläuft dann radial zwischen dieser und dem Boden nach der Ausflußöffnung zu. Der hauptsächliche Druckverlust durch innere Reibung erfolgt also in dem engen Raum zwischen den zwei ebenen Platten, Zufluß und Abfluß durch zwei konzentrische Kreiszylindermäntel. Es handelt sich nun darum, aus der sekundlichen Durchflußmenge, der gegebenen Druckhöhe und den Längenabmessungen den Zähigkeitskoeffizienten zu berechnen.

Herr Gümbel gibt hierfür ohne Ableitung oder Angabe über die gemachten Voraussetzungen folgende Gleichung an:

$$Q = \frac{H_{\text{mittel}} \cdot \gamma \cdot \pi h^3 \cdot \ln \frac{R}{r}}{6\eta}, \qquad (1)$$

wo Q die sekundliche Auslaufmenge in m^3, r der innere Halbmesser des Einsatzkörpers, R sein äußerer Halbmesser, h die Spaltweite in m, H die Flüssigkeitshöhe über Mitte Spalt in m, γ das Gewicht pro Volumeinheit (in kg/m^3) und η der Zähigkeitskoeffizient in kg sec/m^2 ist.

Diese Formel ist nun sichtlich unter der Voraussetzung abgeleitet, daß man für jedes von zwei konzentrischen Kreiszylindern begrenzte Element die Gesetze der Parallelströmung zwischen zwei Platten als gültig ansieht. Läßt man diese Annahme zu, so kann man durch Integration den Gesamtwiderstand, bzw. -Fluß berechnen, muß aber dann, wie dies Herr Gümbel auch tut, dem Druckverlust für die Beschleunigung noch besonders Rechnung tragen. Während ein entsprechendes Verfahren für ein Kapillarrohr, auf das sich Herr Gümbel beruft, mehr oder weniger Berechtigung hat, da dort bei genügend kleinen Reynoldsschen Zahlen und nicht zu geringer Rohrlänge der den theoretischen Bedingungen entsprechende Strömungszustand über den größten Teil des Rohres hin praktisch erfüllt sein kann, erscheint es hier natürlich wesentlich bedenklicher, da die stets radial beschleunigt verlaufende Strömung den dem theoretischen Fall entsprechenden Zustand nicht erreichen läßt. Im folgenden sei kurz gezeigt, daß man auch bei Zulassung der genannten Annahmen zu einer Ausgangsgleichung für die Berechnung der Zähigkeit kommt, die in zwei Punkten von der bei Herrn Gümbel angebenen abweicht.

Im Fall der Parallelströmung zwischen zwei Platten gilt die Gleichung[1])

$$\int_{-h/2}^{+h/2} u\, dy = -\frac{1}{12} \cdot \frac{h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x}. \qquad (2)$$

Dies auf eine Zylinderfläche im Innern unseres durchströmten Bereiches (mit Radius r') angewendet, gibt

$$Q = \bar{u}_{r'} \cdot 2 r' \pi h = + \frac{1}{12} \frac{h^3}{\eta} \cdot \frac{\partial p}{\partial r'} \cdot 2 r' \pi, \qquad (3)$$

wo $\bar{u}$ die mittlere Geschwindigkeit senkrecht zu der Zylinderfläche darstellt. Wegen der Kontinuität gilt

$$\bar{u}_{r'} = \bar{u}_r \cdot \frac{r}{r'}. \qquad (4)$$

Damit wird aus (3)

$$\bar{u}_r \cdot \frac{r}{r'} d r' = \frac{1}{12} \frac{h^2}{\eta} d p \qquad (5)$$

und der Druckverlust durch Reibung auf der Strecke R bis r

$$\Delta p = 12 \frac{\eta}{h^2} \cdot \bar{u}_r \cdot r \int_r^R \frac{1}{r'} d r' = 12 \frac{\eta}{h^2} \cdot \bar{u}_r \cdot r \cdot \ln \frac{R}{r}. \qquad (6)$$

Hieraus erhält man $\bar{u}_r$ und schließlich

$$Q = 2 r \pi h \bar{u}_r = \frac{H \cdot \gamma \cdot h^3 \cdot \pi}{6 \eta \ln \frac{R}{r}}. \qquad (7)$$

Diese Gleichung stimmt mit der von Herrn Gümbel angegebenen Gleichung (1) überein bis auf die Stellung von $\ln R/r$, das dort im Zähler steht. Tatsächlich hat Herr Gümbel, soweit durch Nachrechnung feststellbar, zur Auswertung seiner Messungen Gleichung (1) benutzt. Daß sich hierbei keine auffallenden Unstimmigkeiten ergaben, liegt daran, daß für die Abmessungen des Apparats der Wert für $\ln R/r$ nicht sehr weit von 1 ab liegt ($\sim 0{,}98$).

Eine weitere Bemerkung ist zu knüpfen an die Berechnung des Abzugs von der Druckhöhe, der „für die Beschleunigung der Flüssigkeitsbe-

[1]) L. Gümbel, Zeitschr. f. techn. Physik 1 (1920), 72.

[2]) Diese Scheibe ist in der Mitte ebenfalls mit einem kreisförmigen Loch versehen zur Durchführung eines Abschlußventils.

[1]) Vgl. z. B. H. Lamb, Lehrb. d. Hydrodynamik, deutsch von J. Friedel, S. 670, Teubner, Leipzig 1907.

wegung auf die Geschwindigkeit $\bar{u}_r$" gemacht werden muß. Herr Gümbel setzt hierfür den Betrag einer Geschwindigkeitshöhe an. Dies entspräche gleichmäßiger Geschwindigkeitsverteilung $\bar{u}_r$ über den Austrittsquerschnitt. Tatsächlich wurde aber die Hauptformel unter der Annahme parabolischer Geschwindigkeitsverteilung errechnet. Wir müssen also konsequenterweise auch die „Korrektur der lebendigen Kraft" unter dieser Voraussetzung ermitteln. Sie bestimmt sich aus folgendem Energieansatz:

$$\varrho \cdot \bar{u}_r \cdot h \cdot 2 r \pi \cdot \varkappa \cdot \frac{\bar{u}_r^2}{2} = \varrho \cdot 2 r \pi \int_0^{h/2} u_r^3 \, d y, \quad (8)$$

wo u_r die Geschwindigkeit an einer Stelle des Austrittsquerschnitts, $\varkappa$ den zu bestimmenden Koeffizienten für die Korrektur der lebendigen Kraft und y den senkrechten Abstand von der Mittelebene darstellt.

Parabolische Geschwindigkeitsverteilung vorausgesetzt, gilt

$$u_r = \frac{3}{2} \bar{u}_r - 6 \frac{y^2}{h^2} \bar{u}_r . \quad (9)$$

Hiermit erhält man

$$\int_0^{h/2} u_r^3 \, dy = \frac{27}{35} \bar{u}_r^3 h$$

oder aus (8)

$$\varkappa = 1{,}543 . \quad (10)$$

Die Korrektur für die lebendige Kraft beträgt also nicht eine, sondern 1,543 Geschwindigkeitshöhen.[1])

Unter Berücksichtigung der beiden Richtigstellungen ergibt sich schließlich als Gleichung zur Berechnung von η

$$\left.\begin{aligned} \eta = \Bigg[& H - 0{,}8854\,^{2)} \\ & \cdot 10^{-8} \left(\frac{Q}{h - h'} \right)^2 \Bigg] \frac{(h - h')^3 \cdot 0{,}5328\,^{3)}}{Q} . \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

Benutzt man diese richtiggestellte Gleichung, so erhält man aus den von Herrn Gümbel für Wasser angeführten Messungen wesentlich stärker untereinander abweichende Werte für η. Geht man von Messung (1) mit $\eta = 0{,}0001329$ für Bestimmung der Spaltweite h aus, so erhält man aus Messung (10) $\eta = 0{,}0001175$ und aus Messung (3), wo die Geschwindigkeitshöhe nur 3 % der Druckhöhe beträgt, auch schon $\eta = 0{,}0001293$.

Daß man mit der an sich unrichtigen Korrektion von 1 Geschwindigkeitshöhe besser übereinstimmende Resultate erhält, beweist natürlich nur, daß hierdurch die unter nicht zutreffenden Voraussetzungen abgeleitete Hauptgleichung bis zu einem gewissen Grade korrigiert wird. Um wirklich zu absoluten Zähigkeitsbestimmungen zu gelangen, wäre es nötig, die Theorie des Apparates besser zu begründen; auch wäre es wünschenswert, Messungen mit Flüssigkeiten stark abweichender Zähigkeit kennen zu lernen.

Bei einem Vergleich des Apparats mit dem Englerschen Zähigkeitsmesser ergeben sich folgende Punkte. Was zunächst die Theorie anlangt, so ist diese für den Englerschen Apparat durch v. Mises[1]) durchgeführt worden. Sie enthält allerdings implizite durch die wie oben eingeführte Korrektur der lebendigen Kraft die Annahme, daß die parabolische Geschwindigkeitsverteilung, die sich unter dem Einfluß der wirkenden Kräfte erst allmählich entwickelt, noch innerhalb des Rohres erreicht wird. Dies ist jedoch, wie ich in einer demnächst erscheinenden Veröffentlichung auf Grund einer genaueren Näherungstheorie zeigen werde, noch für Wasser der Fall. Die letztere Theorie gestattet ferner noch eine Anwendung des Englerschen Apparates auch für Flüssigkeiten, bei denen die parabolische Geschwindigkeitsverteilung nicht mehr innerhalb des Ausflußrohres erreicht wird, wo also die Misessche Theorie nicht mehr verwendbar ist. Jedenfalls ist also die Theorie des Englerschen Apparates in weitem Umfang begründet und gestattet auch die Ausführung von absoluten Bestimmungen.

Einen Nachteil der Kapillarenmethode sieht Herr Gümbel in der Schwierigkeit der Eichung. Dazu ist jedoch festzustellen, daß die gleiche Methode der Eichung, wie sie Herr Gümbel für seinen Plattenabstand anwendet, nämlich aus der bekannt angenommenen Zähigkeit des Wassers heraus, natürlich auch für ein Rohr anwendbar ist, dort sogar noch besser wegen der besseren theoretischen Grundlage. Dabei kann das Rohr nach obigem die Abmessungen des Englerapparates beibehalten, braucht nicht kapillar zu sein, eine gewisse Verlängerung könnte nicht schaden, ist aber nicht nötig.

Ein gewisser praktischer Vorzug ist bei dem Gümbelschen Apparat in der Veränderungsmöglichkeit der Spaltweite und damit der Ausflußzeit

[1]) An einer späteren Stelle seiner Arbeit spricht Herr Gümbel davon, daß infolge der Nichtberücksichtigung der ungleichmäßigen Geschwindigkeitsverteilung über dem Ausflußquerschnitt die Verwendung des Apparats auf Geschwindigkeitshöhen klein gegenüber der Druckhöhe beschränkt bleiben muß. Da die Berücksichtigung der parabolischen Geschwindigkeitsverteilung nur die Veränderung eines Zahlenfaktors, also keinerlei Erschwerung bedingt, ist nicht einzusehen, warum man diese nicht berücksichtigen soll.

[2]) Statt 0,575.

[3]) Statt 0,514.

[1]) R. v. Mises, Phys. Zeitschr. **12** (1911), 812—814.

zu sehen. Doch dem könnte auch bei Engler durch verschieden lange oder weite Rohre Rechnung getragen werden. Alles in allem genommen, ist wohl dem Englerschen Zähigkeitsmesser, vor allem wegen der besseren theoretischen Erfassung des Strömungsvorgangs, auch für absolute Zähigkeitsbestimmungen noch der Vorzug zu geben.

(Eingegangen am 21. Dezember 1920.)

Über Wahrnehmung kürzester Töne bei Unterwasserschallsendern.

Von E. Lübcke.

Bei einem bestimmten Problem der Unterwasserschalltechnik trat die Forderung auf, einen Sender nur so kurze Zeit einzuschalten, daß die von ihm abgegebene Schallenergie gerade noch zu einer Tonempfindung führt. Nach den Beobachtungen von O. Abraham und L. Brühl[1]) genügen für das Zustandekommen einer Tonempfindung bereits zwei Schwingungen im Tonbereich bis zur viergestrichenen Oktave, erst bei größerer Höhe steigt die Zahl der erforderlichen Schwingungen an, während F. Auerbach[2]) hierfür unabhängig von der Frequenz 15 bis 20 Schwingungen angibt, dabei entspricht die angegebene Zahl von Schwingungen derjenigen, die tatsächlich vom Ohr aufgenommen werden. Zur Wahrnehmung eines Tones eines Unterwasserschallmembransenders erscheint zunächst eine größere Anzahl von Schwingungen erforderlich, denn nach dem Einschalten des Wechselstromes zum Betrieb des in Art eines Telephones nach einem elektromagnetischen oder elektrodynamischen Prinzip konstruierten Membransenders[3]) muß zunächst die gesamte Schwingungsmasse des Senders, darauf das den Schall übertragende Wasser in Schwingungen versetzt werden, dann muß der Schallempfänger erregt und müssen seine Mikrophonschwingungen durch das Telephon auf das Ohr des Beobachters übertragen werden.

Für gewöhnliche Telephone hat zwar R. Hartmann-Kempf[4]) durch photographische Registrierung ihrer Membranschwingungen festgestellt, daß die Telephonmembran fast momentan reagiert und die Latenzzeit sich zu etwa 0,0005 Sekunde berechnet. Die Schwingungsmassen eines Telephons und eines Unterwasserschallmembransenders sind aber von ganz verschiedener Größenordnung. Nach W. Hahnemann und H. Hecht[5]) ist die Schwingungsmasse der Membran eines Schallgebers gleich der Summe aus der Membranmasse, der mitschwingenden Mediummasse und den Massen der an der Membran befestigten Konstruktionsteilen. Die gesamte Schwingungsmasse beträgt für ein normales 1000 ohmiges Telephon bei 5,2 cm Membrandurchmesser etwa 6,5 g, dagegen für einen Unterwasserschallsender bei etwa 44 cm Membrandurchmesser 50 kg. Zur Sendererregung wurde ein Wechselstrom von 0,3 Ampere Stärke bei einer Frequenz von 1000 Perioden/Sekunde benutzt.

Die Zeit, während der der Wechselstrom durch den Schallgeber ging, wurde durch einen Helmholtzschen Pendelunterbrecher gemessen.[1]) Seine höchste Kontaktzeit betrug in seiner ursprünglichen Form etwa $1 \cdot 10^{-3}$ Sek. Es wurden deshalb der Magnet zwecks Verkleinerung der Fallhöhe und der Öffnungsschlitten zwecks Vergrößerung der Verschiebung zwischen Schließen und Öffnen des Stromkreises derartig versetzt, daß die Kontaktzeit zwischen $2 \cdot 10^{-2}$ und $2 \cdot 10^{-4}$ Sek. kontinuierlich verändert werden konnte.

Bei einem Vorversuche in Luft wurde zunächst die Wahrnehmung kürzester Töne bei einem gewöhnlichen 1000 ohmigen Telephon festgestellt, mit dem Resultat, daß die erforderliche Periodenzahl mit steigender Frequenz zunahm. Für einen guten Toneindruck waren erforderlich:

bei 500 Periodenstrom $1{,}07 \cdot 10^{-2}$ Sek. oder etwa 5 Perioden,
bei 1000 Periodenstrom $8{,}6 \cdot 10^{-2}$ Sek. oder etwa 9 Perioden,
bei 2000 Periodenstrom $7{,}3 \cdot 10^{-2}$ Sek. oder etwa 15 Perioden.

Dann wurde ein kleiner Unterwasserschallsender mit etwa 30 cm Membrandurchmesser und ein großer Sender mit etwa 45 cm Membrandurchmesser in Luft und Wasser untersucht, und zwar wurde in Luft

1. das Ohr direkt an die Sendermembran gelegt
2. befand man sich in demselben Raum.

War der Sender im Wasser, so hörte man den Ton ab,

1. indem man das Ohr an die Bordwand legte in einer Entfernung von etwa 1 m vom Sender,
2. indem man einen Unterwasserschallempfänger[2]) dem Sender bis auf etwa 1 m näherte und den Mikrophonwechselstrom durch ein Telephon aufs Ohr übertrug.

Eine merkliche Veränderung in der Zahl der zur Wahrnehmung des kürzesten Tones erforder-

[1]) Zeitschr. f. Psychol. u. Physiol. d. Sinnesorgane **18** (1898), 177.
[2]) Winkelmann, Handbuch d. Physik, Bd. 2, 227, Leipzig 1909.
[3]) Vgl. E. Lübcke, Zeitschr. d. Verein deutsch. Ing. **64** (1920), 805.
[4]) Ann. d. Physik (IV) **8** (1902), 481.
[5]) W. Hahnemann und H. Hecht, Phys. Zeitschr. **17** (1916), 601.

[1]) Herrn Geheimrat Dieterici möchte ich auch hier nochmals für die Überlassung des Unterbrechers danken.
[2]) Vgl. E. Lübcke, l. c.

lichen Periodenzahl gegenüber dem Vorversuch mit dem Telephon konnte nicht festgestellt werden. Es wurden deshalb genaue Messungen nur mit der Frequenz 1000 gemacht. Die zur Wahrnehmung erforderliche Zeit war bei dem

	großen Sender	kleinen Sender
in Luft. .	etwa $1 \cdot 10^{-2}$ Sek. oder 10 Perioden	etwa $9 \cdot 10^{-3}$ Sek. oder 9 Perioden
in Wasser	etwa $1 \cdot 10^{-2}$ Sek. oder 10 Perioden	etwa $1 \cdot 10^{-2}$ Sek. oder 10 Perioden

Aus den Versuchen ergibt sich, daß zur Hervorrufung eines guten Toneindruckes bei derselben Tonhöhe von 1000 Schwingungen/Sek. etwa die gleiche Periodenzahl 10 für ein Telephon und für einen Unterwasserschallsender in Wasser oder Luft erforderlich ist. Die erforderliche Periodenzahl nimmt mit zunehmender Frequenz zu.

Die Versuche sind im Laboratorium für Unterwasserschall der Torpedo- und Mineninspektion in Kiel durchgeführt und konnten leider nicht über einen größeren Frequenzbereich ausgedehnt werden.

(Eingegangen am 29. Dezember 1920.)

Besprechungen.

Diels, H., **Antike Technik.** Sieben Vorträge. VIII und 243 S., 78 Abb. i. T., 18 Tfn., 1 Titelbild. 2. Aufl. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1920.

Es ist ein Charakterzug gegenwärtiger Geistesrichtung, die Wissenschaft vom klassischen Altertum gering zu achten, gering zum wenigsten gegen die „Errungenschaften" der neuzeitlichen Technik und Naturwissenschaft. Mancherorts wird sogar derjenige, der die Grundlage seiner wissenschaftlichen Bildung auch in dem Studium griechischer und römischer Schriftsteller gesucht hat, für weniger geeignet gehalten, ein Jünger der modernen Technik zu werden, als derjenige, der seine Auffassung von der Welt wesentlich auf deren Bild gründet, wie es etwa vom Ausgang des Mittelalters an sich darbietet.

Solche materialistische Betrachtungsweise, die an den unsterblichen Formenschönheiten und der idealen Gedankenwelt der Antike achtlos vorübergeht, scheint besonders befremdlich angesichts des Umstandes, daß die klassische Philologie seit einigen Jahrzehnten ihre scharfsinnigen Untersuchungen mehr und mehr auch den Realitäten der alten Kultur zuwendet, den Erscheinungen des täglichen Lebens und den technischen Hilfsmitteln, jenen oft bescheidenen Anfängen technischen Denkens, deren beharrliche Durchführung und Weiterbildung nach der Jahrhunderte dauernden Dumpfheit des Mittelalters auf die heutige Entwicklungsstufe geführt hat.

Einer von denen, die besonders erfolgreich diesen neuesten Zweig der klassischen, speziell der hellenischen Altertumswissenschaft zum Treiben gebracht haben, ist H. Diels.

Gewissermaßen als Zusammenfassung seiner (und anderer) zahlreichen Untersuchungen erscheint die vorliegende Vortragsreihe, schon in zweiter Auflage, die an einer Anzahl ausgewählter Beispiele zeigt, wie eng das Altertum in seinem technischen Streben mit der heutigen Welt verknüpft ist.

Ein allgemeiner Aufsatz „Wissenschaft und Technik bei den Hellenen" leitet die ganze Reihe ein Hier kommen zahlreiche interessante Zusammenhänge zur Sprache, so z. B. die Leistungen der ionischen Mathematiker-Philosophen und ihrer Schüler auf dem Gebiete des Bauingenieurwesens Schiffsbrücken für die Heere der Perserkönige über Bosporus und Dardanellen, Wasserleitungen, Tunnelbauten. Als Architekt erscheint Hippodamos, der in Pericles Auftrage einen neuen Plan des Piräeus entwarf nach mathematischen Prinzipien, wie sie später auch dem Rationalismus des XVIII. Jahrhunderts nahelagen und zum Stadtplan von Karlsruhe (gegr. 1715) führten. Als Vater der Verhältniszahl in Kunst und Technik erscheint Polyclet und so als Vorgänger von Lionardo de Vinci und Albrecht Dürer, sowie als Begründer eines maschinenbaulichen Konstruktionsverfahrens, welches erst in jüngerer Zeit durch Riedler und seine Schule beseitigt ist. Der Geschütztechniker Philo steht natürlich noch ganz im Banne Polyclets, wenn er alle Teile seiner Wurfmaschinen auf die Kalibergröße als Einheit zurückführt. Das hat aber nicht gehindert, daß es bereits im vierten Jahrhundert v. Chr. Schleuderapparate gab, deren griechische Bezeichnungen wir notgedrungen mit Maschinengewehr und Gebirgsgeschütz übersetzen müssen.

Besonders beziehungsreich sind auch die Ausführungen über die antike medizinische Wissenschaft und Technik (die Höhe der letzteren erhellt durch eine instruktive Tafel mit Abbildungen medizinischer Instrumente aus Pompeji), sowie über das Uhrenwesen der Griechen; bereits Plato hat einen Wecker konstruiert, der die Aufgabe hatte, seine Schüler morgens rechtzeitig in die Vorlesung zu rufen.

Der Schluß dieses Aufsatzes bietet eine ausführliche Würdigung des Archimedes und seiner Leistungen, des genialsten Mathematiker-Technikers des Altertums. Bei ihm liegt die Erörterung der Frage nahe, inwieweit die Ideenkraft der antiken Technik mit der der modernen Technik vergleichbar sei. Es ist vielleicht nicht abwegig, wenn man Archimedes etwa mit Gauß in Parallele stellt, besonders in Ansehung der Vereinigung von Theorie und Praxis, die sich bei beiden findet, dem wesentlichen Kennzeichen aller wahren Wissenschaft. Zuzeiten ist dies Kennzeichen allerdings verloren gegangen, so daß z. B. Vitruv am Eingang seiner „Zehn Bücher über das Bauwesen" schreibt: „Die Baumeister, die ohne Wissenschaft nur nach mechanischer Fertigkeit strebten, haben sich durch ihre Arbeiten niemals maßgebenden Einfluß erwerben können. Umgekehrt scheinen diejenigen Architekten, die sich lediglich auf das Rechnen und die Wissenschaft verließen, dem Schatten, nicht der Wirklichkeit nachgejagt zu haben. Nur die, welche Theorie und Praxis sich gründlich aneignen, haben die volle Rüstung, um das Ziel, das sie sich gesteckt, unter allgemeiner Anerkennung zu erreichen."

Das könnte noch heute wörtlich in einer Resolution einer Hauptversammlung des Vereins deutscher Ingenieure gestanden haben.

Nach dieser Einleitung behandeln die folgenden sechs Vorträge eine Anzahl interessanter technischer Sonderfragen: Antike Türen und Schlösser — Dampfmaschine, Automat und Taxameter — Antike Telegraphie — Die antike Artillerie — Die antike Chemie — Die antike Uhr. Es würde zu viel Raum beanspruchen, wenn von den Beziehungen dieser Stoffe zur modernen Technik hier etwa mehr angedeutet würde, als etwa die Einführung des „Geheimschlüssel"systems in Attika, wie sie Aristophanes zu einer ergötzlichen Schilderung benutzt und in unseren heutigen Sicherheitsschränken zur Wirkung kommt, oder Herons Weihwasserautomaten, der gegen Geldeinwurf ein bestimmtes Quantum geweihtes Wasser abgab und in Vergleich gestellt werden kann mit unseren modernen Radiumwasser verkaufenden Automaten in den Apotheken, oder das Wiederaufleben des alten Fackeltelegraphen des Polybios in der optischen Signaltechnik des Weltkrieges (Zeißscher bzw.

Goerzscher Provenienz), oder die Vorahnung des modernen Gasexpansionsgeschützes im Aerotonon (Luftspanner) des Philon, oder den mystischen Charakter der antiken chemischen Wissenschaft, deren Aufhellung erst zweitausend Jahre später begann, oder schließlich die Entwicklung der Zeitmesser vom Gnomon und der Wasseruhr bis zu den mechanischen Kunstuhren des Mittelalters (Straßburger Münsteruhr), in deren Anfertigung die Deutschen im 14. Jahrhundert eine auch von den Franzosen anerkannte Überlegenheit besaßen, also in einer Technik „dont la muliplicité et la précision des détails ont toujours convenu arc génie tudesque", wie die Grande Encyclopédie schreibt.

Diese Aufzählung soll einen ungefähren Einblick in die Vielseitigkeit des interessanten Buches geben, dessen Wert, abgesehen von zahlreichen Abbildungen, sich noch erhöht durch die genauen Literaturangaben und ein Sachregister.

Das ganze aber wird getragen von einem lebhaften Gefühl für den Anteil des deutschen Geistes an der technisch-wissenschaftlichen Entwicklung der Welt, in dessen Fortwirken H. Diels die Voraussetzung für den Wiederaufstieg Deutschlands sieht, mit dem Rufe nach Männern, die ein offenes Auge für beide Richtungen des menschlichen Geistes haben, den Idealismus unserer klassischen und den Realismus unserer technischen Blütezeit. W. Hort.

Grammel, R., **Der Kreisel.** Seine Theorie und seine Anwendungen. X und 349 S., 131 Abb. i. T. Friedrich Vieweg & Sohn, Braunschweig 1920. Geh. 32,— M. und Sort.-Z.

Das vierbändige Werk von Klein und Sommerfeld über die Theorie des Kreisels gilt auch heute noch als umfassendstes Handbuch seines Gegenstandes, nicht nur in Deutschland. Soviel mir bekannt, hat das Ausland kein ähnliches Werk aufzuweisen.

Klein und Sommerfeld haben ihr Werk 1910 abgeschlossen, weshalb es zunächst lebhaft begrüßt wird, in dem Buch von Grammel die Anwendung der Kreiseltheorie auf den neuesten Stand gebracht zu sehen, der der vierte Band des älteren und umfangreicheren Werkes gewidmet ist. Denn in den letzten zehn Jahren ist die auch bei Klein und Sommerfeld behandelte Anwendung des Kompaßkreisels weiter ausgebaut worden und die Flugzeugtechnischen Anwendungen sind hinzugekommen, nebst der Erforschung der Kreiselwirkung bei schleudernden Scheiben und der Untersuchung der Kollergänge.

Grammel schickt den Anwendungen eine theoretische Darlegung voraus, die etwas mehr als den dritten Teil des Buchumfangs ausmacht, mit dem Programm, wie er im Vorwort sagt, die Entwicklungen unmittelbar anschaulich und begrifflich einfach zu formen. Dies gelingt ihm auch in der Tat, unter ausgiebiger Heranziehung der Vektormethode, mit zahlreichen sehr instruktiven Figuren.

Im zweiten, stärkeren Teil des Buches, werden die Anwendungen behandelt, wobei der Verfasser eine wissenschaftliche Einteilung der technischen Kreisel gibt, die in dieser Form neu ist; vielleicht ist es überhaupt der erste Versuch, die Kreiselanwendungen rationell zu gruppieren. Das Einteilungsprinzip ist ein zweifaches. Zunächst werden unter der Überschrift „Die Kreiselwirkungen bei Radsätzen" alle die meist schädlichen, selten nützlichen Einflüsse der Kreiselgesetze erörtert, die sich bei der Drehung großer Maschinen oder Maschinenteile zeigen, die also da sind infolge der wesentlich durch nicht kreiseltechnische Gesichtspunkte bedingten Bauart. Hierher gehören, als nützlich zu beachten, die Drehungsvorgänge bei Kollermühlen, als schädlich dagegen die Kreiselstörungen bei umlaufenden Wellen und auf maschinengetriebenen Fahrzeugen zu Lande, auf dem Wasser und in der Luft. Eine Ausnahme bildet das Zweirad, bei dem die Kreiselwirkung des Vorderrades die lenkenden Bemühungen des Fahrers unterstützt.

Diesen gewissermaßen unbeabsichtigten „Anwendungen" der Kreiseldynamik werden diejenigen Apparate und Maschinen entgegengestellt, bei deren Bau ein kreiseltechnischer Zweck von vornherein obgewaltet hat.

Grammel nennt die Kreisel dieses Anwendungsgebietes „Stabilisatoren", die er in mittelbare und unmittelbare einteilt. Das Unterscheidungsmerkmal findet er in dem Verhältnis der Richtkräfte des Kreisels zu der Masse des zu stabilisierenden Systems. Sind die Richtkräfte klein, so daß der Kreisel nur einen Zeiger oder den Schalter eines Relais betätigen kann, so handelt es sich um mittelbare Stabilisierung, andernfalls um unmittelbare, wenn die Kräfte des Kreisels groß genug sind, um das ganze System durch direkten Angriff zu richten

So sind alle Kreiselkompasse und Flugzeugpendelkreisel mittelbare Stabilisatoren, auch in dem Sinne, daß bei ihnen auch die Relaiswirkung in Frage kommen kann, nämlich beim Kreiselkompaß gelegentlich seiner Anwendung beim Whiteheadtorpedo und im Bohrlochneigungsmesser von Martienssen, bei den Pendelkreiseln infolge ihrer versuchsweisen Erprobung zur künstlichen Flugzeugstabilisierung.

Unmittelbare Stabilisation wird angewendet beim Geschoß, beim Howelltorpedo, bei der Einschienenbahn und beim Schlickschen Schiffskreisel. Die Erörterung der Präzession der Erdachse und eine Anwendung auf interatomistische Vorgänge eröffnet in diesem Kapitel Ausblicke auf nicht technische Gebiete.

Es ist leicht zu sehen, daß die Anwendung zweier verschiedener Einteilungsgrundsätze nebeneinander gelegentlich Dinge trennen muß, die theoretisch zusammen gehören; so wären z. B. die (schädlichen) Kreiselwirkungen der treibenden Maschinen auf Schiffen und Flugzeugen wesensgleich mit der (nützlichen) Wirkung des Howelltorpedoschwungrades. Indeß wollen wir mit dem Verfasser hierüber nicht rechten angesichts der praktischen und sachgemäßen Anordnung seines Stoffes.

Über die eigentliche Stoffabhandlung im einzelnen sich zu verbreiten ist nicht nötig bei einem Verfasser, der selbst die Kreiseltheorie und Anwendung durch eigene Publikationen nennenswert gefördert hat. Nur soviel sei erwähnt, daß von einem kurzen Paragraphen, in welchem elliptische Funktionen Anwendung finden, abgesehen, nur diejenigen mathematischen Kenntnisse vorausgesetzt werden, die ein Hochschulabsolvent besitzen muß.

In solchem Rahmen sei das Werk angelegentlichst empfohlen, auch als Nachschlagewerk, angesichts seiner reichlichen Literaturangaben und Register. W. Hort.

Hahn, H., **Die Starre.** 77 S., 13 Abb. i. T. Fischer, C., **Die Schraubenfeder.** 109 S., 26 Abb. i. T. Mitteil. der Preuß. Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht. Heft 4. Quelle und Meyer, Leipzig 1920.

H. Hahn bezeichnet mit „Starre" $\mathfrak{k}$ den Quotienten zwischen der Kraft P, die einen elastischen Körper deformiert und der Deformation λ; $\mathfrak{k} = P:\lambda$. Die Starre ist also das, was man sonst als „Federungszahl" bezeichnet. Im Grunde ist aber der Titel nicht recht bezeichnend, weil er das eigentliche Ziel der Arbeit verschweigt, nämlich im Unterricht die Erläuterung des Kraftbegriffs (und sonstiger damit zusammenhängender Begriffe, wie Arbeit usw.) auf Deformationsversuche mit einer Schraubenfeder zu stützen. Im übrigen werden eine Reihe einfacher Schwingungsvorgänge untersucht, die sich auf die gewöhnliche Schwingungsgleichung $m\ddot{x} + \mathfrak{k}x = 0$ zurückführen lassen. — C. Fischer gibt eine Theorie der Formänderung und der Längsschwingungen einer Schraubenfeder, unter Berücksichtigung der gleichförmigen Verteilung ihrer Masse und Elastizität. Gewissermaßen wird das Resultat vorweg genommen, indem die Schwingungsform der Feder ohne Beweis hingeschrieben wird, ohne von der partiellen Differentialgleichung der Federbewegung auszugehen. Gegenüber der sonstigen Literatur bietet die Arbeit nicht viel neues; ihr Wert liegt vielmehr in der Darstellungsform für die Zwecke des Unterrichts und beruht auf der ausführlichen Erörterung aller benutzten Ansätze. W. Hort.

Liesegang, F. P. Unter Mitarbeit von K. Kieser und O. Polimanti. **Wissenschaftliche Kinematographie.** Einschließlich der Reihenphotographie. VIII und 352 S., 146 Abb. i. T. (Neubearbeitung des zweiten Teiles der 5. Auflage des Handbuches der praktischen Kinematographie.) Ed. Liesegang, Düsseldorf 1920.

Das aufschlußreiche Buch gliedert sich in die Abschnitte: Aufnahme und Wiedergabeverfahren — Vorführung — Aufnahmekamera und Handhabung — Mikrokinematographie — Hochfrequenzkinematographie — Funkenkinematographen — Röntgenkinematographen — Kinematographie in natürlichen Farben — Stereoskopische Kinematographie — Doppelapparate — Panoramakinematographen — Fertigmachen des Negativs und Positivs — Anwendung der Kinematographie in der Medizin, in den Naturwissenschaften, im Unterricht, in der Technik. Es würde zu weitführen, einzelnes hier näher zu erörtern. Die Verfasser und sonstigen in der Vorrede erwähnten Mitarbeiter haben jedenfalls keine Mühe gescheut, das Buch so brauchbar wie möglich zu machen. Zahlreiche Figuren, Literaturangaben, Anmerkungen, Register erleichtern die Orientierung in dem reichhaltig und vollständig dargestellten Stoff. W. Hort.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Berlin. Der preußischen Akademie der Wissenschaften hat das verstorbene ordentliche Mitglied der physikalisch-mathematischen Klasse, Professor der Chemie an der Berliner Universität Exzell. Dr. Emil Fischer letztwillig ein Kapital von 750000 Mark als „Emil Fischer-Stiftung“ vermacht, dessen Erträge dazu bestimmt sind, junge deutsche Chemiker zu unterstützen, die auf dem Gebiete der organischen, anorganischen oder physikalischen Chemie wissenschaftlich arbeiten.

Hamburg. Vom Senat wurde die Errichtung einer Professur für theoretische Physik an der Hamburgischen Universität beantragt.

Personalnachrichten.

Aachen. Geh. Reg.-Rat Dr. phil. Otto Grotian, ordentlicher Honorarprofessor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule ist im Alter von 74 Jahren gestorben.

Berlin. Exzell. Prof. Dr. Röntgen in München wurde zum auswärtigen Mitglied der physikalisch-mathematischen Klasse der preußischen Akademie der Wissenschaften gewählt.

Berlin. Der durch die Übersiedelung des Professors Carathéodory nach Griechenland erledigte Lehrstuhl der Mathematik an der Berliner Universität wurde dem o. Professor Dr. Ludwig Bieberbach in Frankfurt a. M. angeboten.

Berlin. Prof. Dr. K. W. Wagner wurde das Amt eines Direktors in dem neugeschaffenen Telegraphentechnischen Reichsamt übertragen mit den Geschäftsbereichen der allgemeinen Amtsverwaltung, der Oberleitung des Versuchswesens und der Überwachung der Fernlinien und des Funkenwesens.

Halle. Dem Dozenten für Elektrotechnik am Polytechnikum zu Cöthen, Bibliothekar Dr. phil. Otto Müller wurde ein Lehrauftrag zur Vertretung der Elektromedizin an der Universität Halle erteilt.

Hannover. Dem Ingenieur und Generaldirektor der Gebr. Körting A.-G., Albert Würth in Hannover ist in Anerkennung seiner hervorragenden Verdienste auf dem Gebiete der Fabrikorganisation und um die Entwicklung der Verbrennungskraftmaschinen die akademische Würde eines Doktor-Ingenieurs ehrenhalber verliehen worden.

Leipzig. Der Assistent am Physikalischen Institut der Universität Leipzig, Dr. Franz Rother, hat einen Lehrauftrag für photographische Optik und photographische Chemie an der staatlichen Akademie für graphische Künste und Buchgewerbe in Leipzig erhalten.

München. Ingenieur Karl Friedrich von Siemens in Berlin-Siemensstadt, Vorsitzender des Aufsichtsrates der beiden Gesellschaften Siemens & Halske und Siemens-Schuckert-Werke, wurde in Anerkennung seiner Verdienste um die Hebung der elektrotechnischen Industrie im allgemeinen und der Vervollkommnung ihrer Erzeugnisse insbesondere, sowie wegen seiner Verdienste um die Lösung neuer wirtschaftlicher Aufgaben die Würde eines Doktor-Ingenieurs ehrenhalber verliehen.

Münster. Prof. Dr. L. Lichtenstein hat die Berufung an die Universität Münster als Ordinarius der Mathematik (in Nachfolgerschaft von Prof. Courant) angenommen.

Potsdam. Der Direktor des Astrophysikalischen Observatoriums in Potsdam Geh. Regierungsrat Prof. Dr. phil. Gustav Müller tritt am 1. April d. J. in den Ruhestand.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Sitzungsankündigung.

Sitzung am Freitag, den 18. Februar 1921, abends $7\frac{1}{2}$ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr Fritz Schröter: „Lumineszenzerscheinungen und ihre Beziehungen zur Technik“ (mit Demonstrationen).

Bericht über die bisherigen Sitzungen.

Versammlung der Ortsgruppe Kiel.
1. Vorsitzender Richter.

Sitzung am Montag, den 24. Januar 1921, abends $8\frac{1}{2}$ Uhr, in der Seeburg Kiel, Düsternbrooker Weg 2.

Tagesordnung:

1. Erörterung des Vortrages von Herrn Lichte über Kabelnavigation.
2. Vortrag von Herrn du Bois-Reymond über „Die Arbeiten der Engländer auf dem Gebiete der U-Bootsentdeckung“.
3. Verschiedenes.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen“ zurückkommen. Wir bitten daher nochmals um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Nachtragsanmeldung für Dezember 1920.

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
Herr William Knight, Paris, 10 Rue Victorien-Sardou XVIe, National Advisory Committee for Aeronautics, Technical Assistent for Europe.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Edmund Altenkirch, Fredersdorf:
Herr Prof. Dr. K. Schreber, Aachen, Vaelserstraße 78.

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
Herr Friedrich Blüthner, Ingenieur, Frankenthal, Gabelsbergerstraße 10.

Herr Brand, Dresden-A., Münchenerstraße 13.
Herr Prof. Dr. E. Bronnert, Teltow-Seehof, Villa Campagne.
Bücherei der Firma Felten & Guillaume Carlswerk, Akt.-Ges., Cöln-Mühlheim.
Herr Ing. Ad. Ferrand, Berginspektor der Berg- und Hüttenwerks-Gesellschaft, Schles.-Ostrau.
Herr Dr. Gerhard Glage, Nikolassee, Sudentenstr. 24, Oberlehrer an der Beuthschule Berlin.
Herr Direktor Dipl.-Ing. T. Glatz, Arnstadt i. Thür., Polytechnisches Institut.
Herr Ing. Richard Haupt, Harburg a. E., Wilstorferstraße 11.
Firma „Hydro", Apparate-Bauanstalt, (Dipl.-Ing. Zucker und Ing. Contzen), Düsseldorf, Kollenbachstraße 45.
Herr Carl Keller, Elektroingenieur, Radevormwald (Rhld.), Oststraße 4.
Behörde Landesgewerbeamt, Karlsruhe, Karlfriedrichstraße 17.
Herr Dipl.-Ing. Dr. Erich Oppen, Hannover-Kleefeld, Fichtestraße 14.
Herr Heinrich Overbeck, Barmen, Rauenwerth 4.
Herr Dipl.-Ing. Walter Riese, Patentanwalt, Charlottenburg, Kaiserdamm 11.
Herr Dipl.-Ing. Albert Rinne, Metallurgische Fabrik, Pappenheim.
Firma Sauerstoff-Fabrik Berlin G. m. b. H., Berlin N. 39, Tegelerstraße 15.
Herr Dipl.-Ing. Friedrich Schlätzer, Fürstenwalde a. Spree, Promenadenstraße 52[I].
Firma H. Schomburg & Söhne, Porzellan-, Schamotte- und Tonwarenfabrik A.-G., Margarethenhütte, Post- und Bahnstation Großdubrau i. Sachs.
Herr Dr.-Ing. M. Seng, Gernsbach (Baden).
Herr Ing. W. Weick, Eichenau b. Kattowitz, Luisenstraße 17.
Herr Ing. Walter Weihe, Göppingen (Württ.), Rosenstraße 19[II].
Herr Justin Westhoff, prakt. Zahnarzt, Düsseldorf, Sternstraße 43.
Herr Direktor Dr. Dipl.-Ing. Zacharias von Hirschberg, Pankow, Florastraße 28.

Seitens des Herrn Dr. Hartmann, Siemensstadt:
Herr Erwin Gerlach, Physiker im Laboratorium K des Werner-Werks von Siemens & Halske.
Herr Ernst Wellmann, Physiker im Laboratorium des Werner-Werks von Siemens & Halske.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Hochheim, Heidelberg:
Fräulein Dr. M. Grote, Physikerin der Bad. Anilin- und Sodafabriken, Heidelberg, Häuserstraße 38.
Herr Prof. Dr. Ernst Jänecke, Mannheim, Heinrich-Langestraße 24.

Seitens des Herrn Dr. W. Hort, Charlottenburg:
Firma Badische Anilin- & Soda-Fabrik, Ludwigshafen a. Rh.
Herr Prof. Dr. Karl Kilchling, Freiburg i. B., Lorettostraße 47[II].

Seitens des Herrn Dr. Kraemer, Neuß:
Herr Studienrat A. Joster, Neuß, Mittelstraße 9.
Herr Studienrat Weissweiler, Neuß, Jülicherstraße 68.

Seitens des Herrn Ing. Karl Loss, Ludwigshafen:
Herr Ober-Ing. F. G. Mayer, Ludwigshafen a. Rh., Luisenstraße 2.
Herr Ing. Albert Schwenk, Mannheim, Schimperstraße 1.
Herr Dipl.-Ing. Dr. A. Thum, Mannheim, Seckenheimer Landstraße 1.

Seitens des Herrn Dr. W. Luthe, Mittweida i. S.:
Herr Vollrath Happach, Ingenieur am Technikum, Mittweida i. Sachs., Waldheimerstraße 42.

Seitens des Herrn Richter, Kiel:
Herr Studienrat Puschmann, Höhere Schiffs- und Maschinenbauschule, Kiel.
Herr Dipl.-Ing. Wolff, Kiel, Feldstraße 139.

Seitens des Herrn Dr. F. Rother, Leipzig:
Herr Dr. phil. Prinz Reuß Heinrich XXXVI, Leipzig, Linnéstraße 5.

Seitens des Herrn Dr. Scheuble:
Herr Dr. W. Herz, Bergingenieur, Friedrich August-Hütte, Oldenburg.

Seitens des Herrn Dr. Semm, Berlin:
Herr Dipl.-Ing. Eppen, Berlin-Schöneberg, Grunewaldstraße 70[II].

Seitens des Herrn Dr. Skaupy, Berlin O. 17:
Herr Dr. Hans Ewest, Berlin O. 112, Knorrpromenade 7.

Seitens des Herrn Walter Zisch, Dahlem:
Herr cand. phil. Wolfgang Aich, Mariendorf, Königstraße 29.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Aufgenommene Mitglieder.

Herr Dr. E. Gerold, Hermsdorf, S.-A., (Porzellanfabrik), Eisenbergerstraße 3[I].
Herr Geh. Rat Prof. Dr. L. Grunmach, Berlin-Wilmersdorf, Tübingerstraße 4.
Herr Alvis Ilg, techn. Eisenbahnsekretär, Ludwigshafen a. Rh., Pfalzstraße 3[II].
Fräulein Dr. A. Krebs, Düren (Rheinland), Kirchstraße 20.
Herr Geh. Rat Prof. Dr. H. Lorenz, Danzig-Langfuhr, Technische Hochschule.
Herr Fritz Lux, Mannheim, Kaiserring 36.
Herr Kurt Möller, Laboratoriums-Vorstand bei der Inspektion für Waffen und Gerät, Berlin-Friedenau, Illstraße 1.
Herr Hermann Printz, Ingenieur, Mannheim, Collinistraße 28.
Herr Prof. Dr.-Ing. A. Pröll, Hannover, Militärstr. 18.
Herr Dr. Ernst Radel, Assistent am phys. Institut der Landwirtschaftlichen Hochschule Berlin N., Elsasserstraße 38.
Herr Eduard Rössler, Ingenieur, Mannheim, Goutardstraße 3.
Herr Dipl.-Ing. C. Schwarz, (Gutehoffnunghütte, Wärmeabteilung), Oberhausen, Essenerstraße 128.
Herr Richard Walter, Gesellschafter der metallurgischen Gesellschaft Richard Walter & Co., Düsseldorf, Herderstraße 76.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. A. Hörnle, jetzt Neufinkenkrug, Wilmstr. 115.
Herr Dr. M. Jona, jetzt Dresden-A., Chemnitzerstr. 41.
Herr Prof. Dr. A. Sommerfeld, jetzt München, Leopoldstraße 87.
Herr Ernst Taege, jetzt Danzig-Langfuhr, Jäschkenthalerweg 39[III].

Berichtigung zu Nr. 10 und 11, 1920.

Herr Studienrat Dr. Kraemer wohnt Neuß (nicht Meuß), Kaiser Friedrichstraße 120.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1921 **Zweiter Jahrgang** **Nr. 8**

INHALT:

Dem Gedächtnis von August Raps.

Am 20. April jährt sich der Todestag Professor Dr. phil. Dr.-Ing. e. h. August Raps, des Leiters des Wernerwerks der Siemens & Halske A.-G. Seine bedeutenden Verdienste um Wissenschaft und Technik machen es uns zur Ehrenpflicht, seiner auch an dieser Stelle zu gedenken.

Raps wurde am 23. Januar 1865 zu Köln a. Rh. geboren und studierte an den Universitäten Bonn und Berlin Physik. Eine außerordentliche Begabung für konstruktive und erfinderische Arbeiten zeichnete ihn schon während seiner Schulzeit aus. Mit einem selbst entworfenen und eigenhändig hergestellten Spektralapparat erregte er die Bewunderung seines Lehrers Helmholtz und im Verlaufe seiner Assistententätigkeit bei Kundt im Physikalischen Institut der Berliner Universität gelang ihm die Erfindung der Quecksilberexpansionsluftpumpe, deren Verwendung bekanntlich längere Zeit bei der Glühlampenherstellung eine wesentliche Rolle spielte. Nach mehrjähriger Tätigkeit als Privatdozent an der Universität Berlin, folgte er einem Rufe des im Oktober 1919 verstorbenen Wilhelm von Siemens und trat am 1. Juli 1893 in die Firma Siemens & Halske ein, wo er infolge seiner wissenschaftlichen und technischen Begabung bald zum Chefkonstrukteur ernannt wurde. In dieser Stellung konnte er sich mit allen Zweigen der praktischen Elektrotechnik vertraut machen und sich gleichzeitig der Organisation des Betriebes ebenso wie der geschäftlichen Entwicklung des gesamten Unternehmens widmen. Der Zeitpunkt für Raps Eintritt in die Technik war sehr glücklich gewählt, stand doch die Schwachstromtechnik dicht vor dem Wendepunkt in ihrer Entwicklung. Bis dahin hatte die Starkstromtechnik naturgemäß das ganze Interesse des Unternehmens beansprucht, so daß die Arbeiten auf dem Gebiete der Schwachstromtechnik sich nur auf das unumgänglich Nötige beschränkten. Das Aufblühen des wirtschaftlichen Lebens forderte aber gebieterisch die weitere Ausbreitung und Verbesserung vorhandener Verkehrsmittel, beispielsweise des Telegraphen und des Fernsprechers. Für die Marine kam die Schaffung elektrischer Kommandoapparate in Betracht, die industriellen Anlagen benötigten zur Erhöhung der Wirtschaftlichkeit ihrer Betriebe geeignete Signalanlagen, Meßinstrumente und anderes mehr. So fand Raps ein fruchtbares Arbeitsfeld vor, als er im Jahre 1896 als Nachfolger des verstorbenen Hermann Siemens Direktor des Berliner Werkes wurde, aus dem sich später das Wernerwerk entwickelte.



August Raps.

Ein Beweis von Raps unermüdlicher und erfolgreicher Tätigkeit ist der, daß die Zahl der Arbeiter des seiner Leitung anvertrauten Wernerwerks von 750 im Jahre 1895 auf 13500 im Jahre 1918 gestiegen ist.

Trotz starker Inanspruchnahme durch seine leitende Tätigkeit hat Raps an der wissenschaftlichen und technischen Durchdringung fast aller Arbeitsgebiete des Wernerwerks bis zu seinem leider viel zu früh erfolgten Tode regen Anteil genommen. Eng verknüpft mit seinem Namen ist die Meßinstrumententechnik; die Entwicklung des Präzisionsgalvanometers, der Schalttafel- und Registrierapparate kam unter seiner tätigen Mithilfe einen bedeutenden Schritt vorwärts. Den großen Aufgaben der Fernsprechtechnik brachte

er lebhaftes Interesse entgegen, wovon die konstruktive Durchbildung zahlreicher öffentlicher Fernsprechämter für Handbetrieb, vor allem aber die erfolgreiche Entwicklung der selbsttätigen Fernsprechämter durch die Siemens & Halske A.-G. ein glänzendes Zeugnis geben. Ganz besonders bemühte er sich aber, unterstützt von seinen artilleristischen Erfahrungen (Raps war Hauptmann der Reserve bei der Fußartillerie), um die Schaffung geeigneter Kommandoapparate für die Zwecke der Schiffsartillerie, welche Arbeiten nicht zum geringsten Teil zu dem großen Erfolge unserer Flotte, beispielsweise in der Skagerakschlacht, beigetragen haben. Freilich, sein Lieblingsgedanke, die Leitung der gesamten Schiffsartillerie nach einem einheitlichen, bis in alle Einzelheiten durchgebildeten System zu bewirken, konnte infolge des unglücklichen Ausgangs des Krieges nicht mehr zur praktischen Durchführung gelangen.

Häufig hat Raps auch Gelegenheit genommen durch Vorträge, namentlich in dem elektrotechnischen Verein zu Berlin, die Fachwelt mit den Neukonstruktionen der Siemens & Halske A.-G. auf den Gebieten der Schwachstrom- und der Meßinstrumententechnik bekannt zu machen. Ja, er fand sogar noch die Zeit während einer Reihe von Jahren in Kiel den zum Artilleriekursus kommandierten Seeoffizieren Vorlesungen zur Einführung in die Elektrotechnik zu halten.

Raps wäre es nicht möglich gewesen, seine Lebensaufgabe in so erfolgreicher Weise erfüllen zu können, hätte er es nicht verstanden, seine Mitarbeiter mit großer Freiheit und Selbständigkeit arbeiten zu lassen. Seine Worte: „Ich weiß, was ich nicht weiß" zeugen von seiner tiefen Kenntnis der Dinge, auf die es in dem Kampfe um den Erfolg in erster Linie ankommt. So vermochte er das schwere Erbe eines Großen der Technik und Wissenschaft, das Werk Werner von Siemens, nicht nur würdig zu verwalten, sondern zu einer Höhe zu führen, auf die sich der Weltruf des Unternehmens gründet.

Äußere Ehren seiner verdienstvollen Tätigkeit sind Raps in reichem Maße zuteil geworden. Die Universität Berlin verlieh ihm den Professortitel und von der Technischen Hochschule Danzig wurde er zum Dr.-Ing. e. h. ernannt. Auch in das Kuratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und der Kaiser Wilhelm-Gesellschaft wurde er berufen. Unter den zahlreichen Orden und Ehrenzeichen bedeutete für ihn die Verleihung des eisernen Kreuzes am weiß-schwarzen Bande eine besondere Anerkennung seiner Verdienste um die Entwicklung der Marinekommandoapparate.

Der Zusammenbruch unseres Vaterlandes, die schwere Sorge um das Weitergedeihen des seiner Leitung anvertrauten Unternehmens und zuletzt auch der Tod des von ihm hochverehrten Geheimrat Wilhelm von Siemens, des Seniorchefs der Siemens & Halske A.-G., hatten Raps Gesundheit auf das schwerste erschüttert. Ein sanfter Tod erlöste ihn von mehr als halbjährigem schweren Leiden. Georg Schmidt.

(Eingegangen am 2. Februar 1921.)

Zusammenfassende Berichte.

Zur Theorie der Schmiermittelreibung.[1])

Von A. Sommerfeld.

1. Trockene Reibung.

Wenn man den Tatsachenbestand der Reibungserscheinungen überblickt, muß man sich immer wieder darüber wundern, daß das primitive Coulombsche Gesetz — Reibungswiderstand gleich Reibungskoeffizient mal Normaldruck — die Wirklichkeit so gut wiedergibt. Daß der Reibungswiderstand nicht in voller Strenge konstant ist, daß er z. B. bei hohen Geschwindigkeiten merklich mit der Geschwindigkeit abnimmt, ist kaum ein Einwand gegen das Gesetz; wird doch bei extremen Geschwindigkeiten die Oberfläche, deren Beschaffenheit durch den Reibungskoeffizienten beschrieben werden soll, zweifellos abgeschliffen und geglättet. Auch eine gewisse Druckabhängigkeit des Reibungskoeffizienten läßt sich leicht verstehen, da ja bei extremen Drucken die aufeinander reibenden Körper deformiert werden.

Grundsätzlich wichtiger scheint mir, daß bei äußerster Glättung und Reinigung der Oberflächen das ganze Reibungsphänomen sich verflüchtigt. Dies zeigen Untersuchungen, die im Königsberger Physikalischen Institut unter Leitung Professor Kaufmanns mit äußerster Sorgfalt von Frl. Jacob[1]) ausgeführt sind. Es wurde Messing auf Messing, Spiegelglas auf poliertem Glas zum Gleiten gebracht. Äußerste Politur des Messings bei Fern-

[1]) Die Schriftleitung läßt den Aufsatz von Herrn Geheimrat Sommerfeld unter der Rubrik „Zusammenfassende Berichte" erscheinen, mit Rücksicht auf seine allgemeine orientierende Tendenz. Der Herr Verfasser ersucht aber hierbei darauf aufmerksam zu machen, daß er keineswegs Vollständigkeit erstrebt hat, sondern daß es ihm nur darum zu tun war, seine älteren Arbeiten auf dem Gebiete der Schmiermittelreibung mit der neueren Entwicklung auf diesem Gebiete — soweit sie ihm als Außenstehendem bekannt geworden ist — in Zusammenhang zu bringen.

[1]) Über gleitende Reibung. Ann. d. Phys. 38, S. 126, 1912.



halten jedes Staubkörnchens, kunstvolle Trocknung des Glases waren Vorbedingung. Dabei zeigte sich, daß der Reibungskoeffizient der Ruhe nicht mehr verschieden war von dem der Bewegung, daß die einsetzende Bewegung gleichförmig verlief, aber so klein wurde, daß sie gegebenenfalls unter dem Mikroskop beobachtet werden mußte (z. B. 1 mm in 30 Minuten); „eine untere Grenze des zum Eintritt der Bewegung nötigen Reibungswinkels ließ sich nicht angeben, sie schien bei sehr sauberen Flächen nur von der Empfindlichkeit der mikroskopischen Beobachtung abhängig zu sein". Wenn aber die Oberflächen nur ein wenig verunreinigt waren, so stellte sich die gewöhnliche Form der Reibungserscheinungen ein, mit bedeutend vergrößertem Reibungskoeffizienten und beschleunigter Bewegung von der Ruhe aus.

Für normale Bedingungen, wie sie in der Praxis stets vorliegen, wird also auch durch diese Versuche das Coulombsche Reibungsgesetz bestätigt.

2. Flüssigkeitsreibung.

Es gibt aber ein weites Gebiet, wo die Gesetze der trockenen Reibung mit Unrecht angewendet werden, die Erscheinungen der Schmiermittelreibung.

In den älteren Lehrbüchern der Technischen Mechanik (z. B. Ritter, § 92) wird der Reibungswiderstand proportional dem Normaldruck an der „Berührungsstelle" gesetzt und wird verlangt, daß die Resultierende Q (vgl. Fig. 1) aus dem Reibungswiderstande R und dem Normaldruck N die lotrechte Richtung des Zapfendruckes P habe. Das Reibungsmoment M soll dann dargestellt sein durch das Kräftepaar aus dem Zapfendruck P und dieser Resultierenden Q. Der Berührungspunkt B müßte von der Lagermitte aus entgegen dem Sinn der Umlaufsbewegung verschoben sein. Das Reibungsmoment wäre hiernach, wenn φ den Reibungswinkel, also $\operatorname{tg} \varphi$ den Reibungskoeffizienten und r den Zapfenradius bedeutet:

$$M = Pr \sin \varphi, \qquad (1)$$

also unabhängig von der Geschwindigkeit, proportional dem Zapfendruck.

An dieser Gleichung ist, zumal bei schnell umlaufenden Wellen, ungefähr alles falsch. Während nach (1) die „Reibungszahl", nämlich das Verhältnis M/rP, konstant sein soll, nimmt sie in Wirklichkeit mit wachsender Geschwindigkeit zunächst ab, dann aber von einer gewissen Grenze an systematisch zu. Ähnlich verhält sich die Reibungszahl bei konstanter Geschwindigkeit, aber wachsendem Zapfendruck: Zunächst Abnahme bis zu einem Minimum, dann Zunahme (vgl. die später zu nennenden Versuche von Stribeck u. a.). Auch scheint es sicher, daß der Berührungspunkt (besser gesagt: der Punkt größter Annäherung zwischen Zapfen und Lager) nicht entgegen, sondern im Sinne des Wellenumlaufs gegen die Mitte verschoben ist. Kein Wunder: das Schmiermittel, ohne welches das Lager in kürzester Zeit zerstört werden würde, ist wesentlich für die physikalischen Bedingungen des Vorganges. Für die im Schmiermittel wirksame Flüssigkeitsreibung aber gelten statt des Coulombschen die Ansätze von Newton oder Navier, die in den Kapillarmessungen nach Poiseuille ihre vollkommenste Bestätigung finden.

Das Gesetz für zähe (visköse) Flüssigkeiten besagt, daß der auf die Flächeneinheit übertragene Reibungswiderstand gleich ist dem Koeffizienten der inneren Reibung [Zähigkeitskoeffizient, Viskositätskonstante[1])] mal dem Geschwindigkeitsgefälle senkrecht gegen die Fläche. Nennen wir den Zähigkeitskoeffizienten μ, das Geschwindigkeitsgefälle U/h, wobei wir unter h die Dicke der Schmierschicht, unter U die Umfangsgeschwindigkeit des Zapfens verstehen, so wird das Reibungsmoment für die Längeneinheit des Zapfens (Hebelarm des Reibungswiderstandes r, reibende Fläche pro Längeneinheit des Zapfens = Umfang desselben = $2\pi r$):

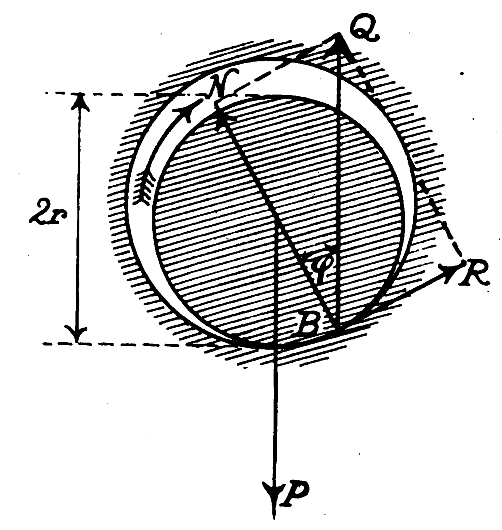


Fig. 1.

$$M = 2\pi r^2 \mu \frac{U}{h}. \qquad (2)$$

Dies ist die Formel Petroffs, des Vaters der hydrodynamischen Schmiermitteltheorie.[2]) Sie sagt, ganz im Gegensatz zu (1), aber in besserer Überein-

[1]) In der Technik versteht man unter Viskosität die mit dem Englerschen Viskosimeter gemessene Ausflußzeit; wir benutzen das Wort Viskosität, wie es in der Physik üblich ist, als gleichbedeutend mit Zähigkeit. Die Angaben des Viskosimeters müssen umgerechnet werden, um sie auf die physikalisch definierte innere Reibung zu reduzieren.

[2]) N. Petroff, Neue Theorie der Reibung. 1883 russisch; 1887, deutsch, bei Voss.

stimmung mit der Erfahrung an schnell umlaufenden Wellen, aus, daß die Reibung unabhängig vom Zapfendruck, proportional mit der Geschwindigkeit sein soll.

Gl. (2) setzt voraus, daß die Schmierschicht überall die Dicke h habe, daß also der Zapfen genau zentriert im Lager umlaufe. Genauere Untersuchungen, experimentelle und theoretische, zeigen, daß dies nicht möglich ist, daß der zentrierte Umlauf nur den Grenzfall unendlich hoher Geschwindigkeit oder unendlich kleinen Zapfendruckes darstellt. Deshalb bedeutet auch Gl. (2) nur eine ideale Grenzformel für beliebig hohe Geschwindigkeiten (beliebig kleine Drucke).

Wenn der Zapfen die Länge l hat, würde das ganze Reibungsmoment aus (2) durch Multiplikation mit l erhalten werden. Wollen wir weiterhin in Formel (1) ebenso wie in (2) unter M das Reibungsmoment für die Zapfeneinheit verstehen, so müssen wir daselbst auch P als den Zapfendruck für die Längeneinheit (die Belastung der Längeneinheit des Lagers) definieren.

3. Das Ähnlichkeitsgesetz der Schmiermittelreibung.

Bekanntlich ist es oft vorteilhaft, vor jedem Eingehen auf die besonderen dynamischen Bedingungen eines Problems sich nach den Regeln der Dimensionen eine allgemeine Übersicht über die möglichen Abhängigkeiten zu verschaffen. Wir werden dadurch im vorliegenden Falle einen erheblichen Teil der hydrodynamischen Schmiermitteltheorie vorwegnehmen.

Natürlich ist die Petroffsche Gleichung (2) in den Dimensionen richtig, d. h. sie stellt ein Moment für die Längeneinheit dar; man überzeugt sich auch unmittelbar, daß man aus μ, r und dem Geschwindigkeitsgefälle U/h nur auf eine Weise, nämlich in Form der Gl. (2), eine Größe dieser Dimension herstellen kann. Anders ist es, wenn wir den Zapfendruck P mit hineinziehen. Aus diesem entsteht durch Multiplikation mit irgendeiner Länge eine mit M gleichdimensionierte Größe, also z. B. in der Form rP, ähnlich wie in (1) oder, indem wir die Schmierschichtdicke hinzunehmen, in der Form

$$M = \delta \cdot P. \tag{3}$$

Unter δ verstehen wir dabei im allgemeinen Falle variabler Schmierschichtdicke (exzentrischer Zapfenlage) den Unterschied zwischen dem Radius der Lagerschale und dem Zapfenradius. Bei exzentrischer Lage des Zapfens stellt δ einen Mittelwert der Schmierschichtdicke h dar, bei zentrischer Lage ist überall $h = \delta$. Wir ersetzen dementsprechend auch in (2) h durch δ und folgern aus (2) und (3), daß die Größe

$$z = \frac{\delta^2 P}{2\pi r^2 \mu U} \tag{4}$$

eine reine Zahl ist. Infolgedessen stellt auch die allgemeinere Formel

$$M = \frac{2\pi r^2 \mu U}{\delta}[1 + f(z)] \tag{5}$$

ein Moment pro Längeneinheit dar, bei jeder Wahl des Funktionszeichens f. Beschränken wir diese Wahl dadurch, daß $f(0) = 0$ sein soll, so erreichen wir, daß für $U = \infty$, d. i. nach (4) für $z = 0$, unsere Formel (5) in die Petroffsche (2) übergeht, wie es nach der vorigen Nr. sein soll.

Allerdings ist Gl. (5) noch nicht die allgemeinste Formel, die nach der bloßen Dimensionsbetrachtung möglich wäre. Da wir nämlich außer z noch die unbenannte Zahl δ/r zur Verfügung haben, so könnten wir $f(z)$ allgemeiner ersetzen durch

$$f(z, \delta/r)$$

bei beliebiger Wahl dieser Funktion zweier Variabler. Doch würde uns eine solche Komplikation hier nicht fördern.

Wir wollen noch eine zweite Dimensionsformel für M aufstellen, ausgehend von der Gl. (1). Indem wir den dortigen Faktor $\sin\varphi$ ersetzen durch f_0 (Reibungskoeffizienten der Ruhe) und abermals eine willkürliche Funktion hinzufügen, schreiben wir

$$M = f_0\, r P[1 + F(1/z)]. \tag{6}$$

Beschränken wir die Wahl von F abermals durch die Forderung $F(0) = 0$, so sorgen wir dafür, daß für $U = 0$, d. h. nach (4) für $z = \infty$, aus Gl. (6) als Wert von M sich ergibt: $M = f_0 r P$. Durch diese Festsetzung ist also der Anschluß an die Gl. (1) erreicht, innerhalb des Gültigkeitsbereiches dieser Formel, d. h. für kleinste Geschwindigkeiten. Der Wert von f_0 soll dabei aber nicht einfach den Coulombschen Koeffizienten der trockenen Reibung bedeuten, also nicht eine reine Materialkonstante von Zapfen und Lagerschale sein, seine Wahl bleibe vielmehr offen und möge auch den geometrischen Verhältnissen der Lagerkonstruktion Rechnung tragen.

Für die Reibungszahl ergibt sich nun aus (5) und (6) durch Division mit rP:

$$\frac{M}{rP} = \frac{\delta}{r}\,\frac{1 + f(z)}{z} \tag{5'}$$

bzw.

$$\frac{M}{rP} = f_0[1 + F(1/z)]. \tag{6'}$$

Die Reibungszahl hängt also, wenn man von den geometrischen Faktoren δ/r und f_0 absieht, nur von der unbenannten Zahl z ab. Insbesondere gehen die physikalen Größen des Problems, die Zähigkeitszahl μ des Schmiermittels, die Umfangsgeschwindigkeit U der Welle und die Belastung P für die Längeneinheit des Zapfens, nur in der

Verbindung $\mu U/P$ in die Reibungszahl ein. Diese Folgerung nennen wir das Ähnlichkeitsgesetz der Schmiermittelreibung.

4. Zwei Prüfungen des Ähnlichkeitsgesetzes.

R. Stribeck[1]) hat um dieselbe Zeit, als ich an der hydrodynamischen Theorie der Schmiermittelreibung[2]) arbeitete, eingehende experimentelle Untersuchungen über Gleit- und Rollenlager angestellt, unter ausgiebiger Variation von Geschwindigkeit und Druck. Seine Hauptergebnisse für

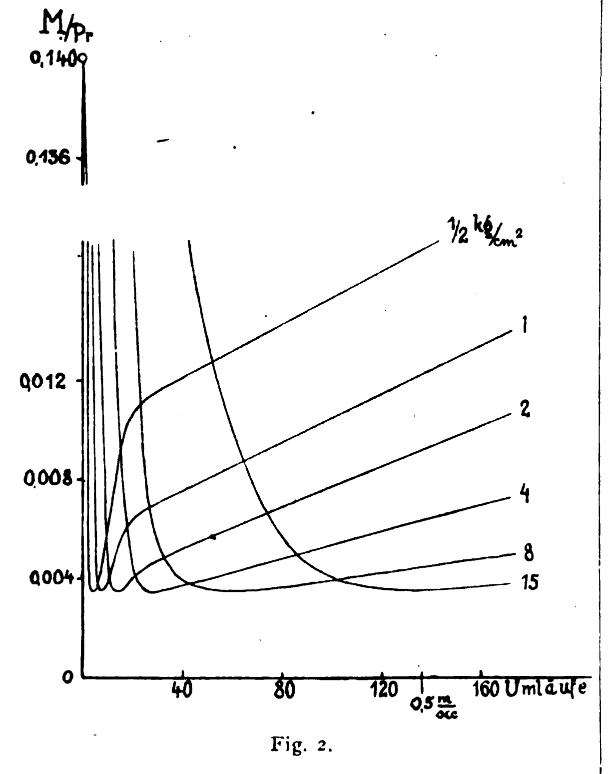


Fig. 2.

Gleitlager (Sellers-Lager mit Ringöler) sind in bekannten Figuren niedergelegt, die hier auszugsweise mitgeteilt werden. Die erste (Fig. 2) gibt die Reibungszahl in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit (0,5 m/sec entspricht einer Umlaufszeit von 136/Minute); die jeder Kurve beigeschriebene Zahl bedeutet die Belastung in kg/cm² (in unserer Bezeichnung $P/2r$, nämlich die auf die Vertikalprojektion des Lagers und auf die Längeneinheit des Zapfens verteilte Druckbelastung). Die zweite (Fig. 3) ist nur eine Umzeichnung der ersten und zeigt die Reibungszahl in Abhängigkeit vom Zapfendruck bei festgehaltener Geschwindigkeit (die den Kurven beigeschriebenen Zahlen bedeuten Umläufe in der Minute). Man sieht in beiden Figuren den in Nr. 2 genannten Abfall der Kurven bis zu einem Minimum und den darauffolgenden Anstieg.

Da sich die Stribeckschen Beobachtungen alle auf das gleiche Schmiermittel beziehen, μ also nicht darin geändert wird, können wir hier nur die Abhängigkeit von P und U prüfen. Nach unserem hydrodynamischen Ähnlichkeitsgesetz soll die Abhängigkeit von P und U sich auf eine solche von P/U reduzieren. Das will sagen: Wenn wir nicht P oder U, sondern P/U als Abszisse auftragen, sollen die zu gleichem P/U gehörenden Reibungszahlen zusammenfallen; die beiden Kurvenscharen sollen in dieser Darstellungsweise in einen einzigen charakteristischen Kurvenzug übergehen.

Wie weit bewährt sich dies an den Beobachtungskurven? Vergleichen wir z. B. die Kurven 1 und 2 in Fig. 2. Für die Umgebung des Minimums stimmt unsere Ähnlichkeitsregel vollkommen. Das Minimum von 1 liegt bei der Hälfte desjenigen Geschwindigkeitswertes, bei dem das Minimum von 2 liegt; also ist $P/U_{\min}$ für beide Kurven gleich groß; überdies sind die Reibungszahlen an beiden Stellen dieselben. Dasselbse gilt für alle Kurven der Fig. 2 und 3. Die Minima der Reibungszahl sind alle gleich groß, die Kurven haben sämtlich dieselbe horizontale Tangente. Und die Abszissen der Tiefstpunkte aller Kurven verhalten sich wie die an die Kurven angeschriebenen Zahlen, d. h. der Wert von P/U ist für alle Tiefstpunkte der gleiche. Aus den genaueren Kurven der Stribeckschen Originalarbeit lesen wir z. B. ab:

$P =$	$\frac{1}{2}$	1	2	4	8	15 kg/cm²,
$U =$	4	8	15	28	60	135 Uml./Min.,
$U/P =$	8	8	7,5	7	7,5	9.

Diesem merklich konstanten Werte von U/P entspricht der merklich konstante Minimalwert 0,0036 der Reibungszahl; die Reibungszahl ist in der Nähe ihres Minimums wirklich eine reine Funktion des Verhältnisses P/U, wie es unser Ähnlichkeitsgesetz verlangt. Durch geeignete Streckung oder Kürzung in der Abszissenrichtung nach Maßgabe der den Kurven beigeschriebenen Zahlenwerte können wir in der Nähe des Minimums alle Kurven der Fig. 2 und 3 auf eine einzige Kurve zusammenziehen.

Dasselbe gilt auch näherungsweise für den absteigenden Ast und für den Anfang des aufsteigenden Astes, soweit er geradlinig verläuft, in Fig. 2; (dem absteigenden und aufsteigenden Aste in Fig. 2 entsprechen in Fig. 3 beziehungsweise der aufsteigende und absteigende Ast). In der Tat beginnen alle Kurven der Fig. 2 in dem gleichen Punkte 0,140 (Reibungszahl der Ruhe),

[1]) Mitteilungen über Forschungsarbeiten, Heft 7, 1903.

[2]) Zeitschr. f. Math. und Phys., Bd. 50, S. 97—155, 1904. Vgl. auch Archiv f. Elektrot., Bd. 3, 1914.

entsprechend dem gleichen Abszissenwerte $P/U = \infty$; ferner verhalten sich die Anstiege der geradlinigen Äste umgekehrt wie die den Kurven beigeschriebenen Zahlen oder wie die Minimalwerte ihrer Abszissen. Auch diese Teile der Kurven würden daher durch entsprechende Streckung oder Kürzung nach der Abszisse zur Deckung gebracht werden können.

Das trifft aber nicht mehr zu für die gekrümmten Teile der aufsteigenden Äste in Fig. 2. Der Übergang von dem geradlinigen zu dem gekrümmten Verlauf setzt in den aufeinanderfolgenden Kurven nicht bei gleichen Werten der Reibungszahl ein, im Gegensatz zu unserem Ähnlichkeitsgesetz, sondern in den Kurven höherer Belastung bei immer kleineren Werten derselben. Würde man also diese Kurven durch Abszissenverkürzung auf die Kurve 1 reduzieren (von rechts nach links

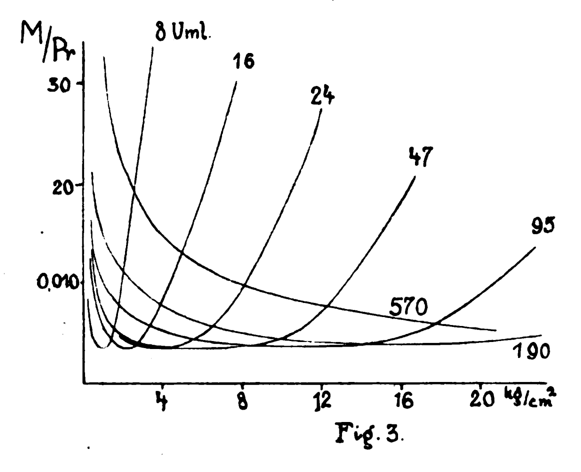


Fig. 3.

zusammenschieben), so würden sie sich nicht miteinander und mit dieser decken, sondern die Kurven höherer Belastung würden immer früher von dem geradlinigen Aste der Kurve 1 abbiegen.

Bei höheren Geschwindigkeiten (kleineren z) treten also Umstände ein, welche in unserer hydrodynamischen Theorie und in unserem Ähnlichkeitsgesetz nicht berücksichtigt sind. Es liegt nahe, hierbei an die Temperaturerhöhung im Schmiermittel mit wachsender Geschwindigkeit zu denken. Erhöhung der Temperatur setzt die innere Reibung und daher auch (bei großen Geschwindigkeiten) die Reibungszahl herunter. Dies erklärt qualitativ befriedigend das Abbiegen der Kurven oberhalb einer gewissen Geschwindigkeit. In unserem Ähnlichkeitsgesetz, in dem wir mit einer festen Zähigkeitskonstanten μ rechnen, ist dieser Temperatureffekt natürlich nicht enthalten. —

Während in den Stribeckschen Versuchen die Natur des Schmiermittels festgehalten, aber U und P variiert werden, gibt es eine andere lehrreiche Versuchsreihe, in der P festgehalten, aber U und μ variiert wird; wir meinen Versuche von Biel[1]), welche in Karlsruhe auf Veranlassung von Ubbelohde ausgeführt sind. Zwar wird auch hier das Schmiermittel („Mineralöl C") nicht ausgewechselt, aber es wird seine Temperatur in Stufen von 30° bis 60° verändert. Damit verändert sich, wie bereits bemerkt, seine Dünnflüssigkeit in erheblichem Maße, so daß das gleiche, aber verschieden temperierte Schmiermittel für die Theorie die Rolle von wesentlich verschiedenen Schmiermitteln spielt.

Die Ergebnisse, die mit der Untersuchung Stribecks und der hydrodynamischen Theorie wesentlich übereinstimmen, wollen wir mit den Worten des Verfassers anführen: „Bei zunehmender Umlaufzahl nimmt die Reibungszahl zunächst ab und dann wieder zu, so daß sie durch ein Minimum hindurchgeht. Die Höhe des Minimums ist nahezu unveränderlich, d. h. unabhängig von der Umlaufzahl und der Temperatur. Die Umlaufzahl, bei welcher der Mindestwert eintritt, liegt um so höher, je höher die Temperatur ist. Im Minimum aller Kurven ist das Produkt aus Umlaufzahl und Zähigkeit gleich groß." Herr Biel zeichnet a. a. O. in seiner Fig. 9 die Kurven der Reibungszahl für verschiedene Temperaturen direkt als Funktion des Produktes μU (bei ihm $z n$ genannt) auf und findet, daß sie bis auf kleine Abweichungen merklich zusammenfallen. Darin liegt der sinnfälligste Beweis für die Gültigkeit unseres Ähnlichkeitsgesetzes in seiner Anwendung auf die Veränderlichen μ und U. Die Abbiegung der Kurven bei höherer Geschwindigkeit, die wir in der Stribeckschen Figur bemerkten, macht sich hier nicht geltend, was seinen Grund darin haben dürfte, daß bei Biel die Temperatur sorgfältig konstant gehalten wurde, während Stribeck dies scheinbar nicht erreichen konnte.

Als Gegenstück zu dem „Mineralöl C" hat Herr Biel ferner untersucht ein als „Voltolöl" bezeichnetes Schmiermittel, welches durch elektrische Entladungen künstlich polymerisiert ist, also wohl aus besonders großen Molekeln besteht. Hier weichen die Minima und die Gestalten der nach dem Ähnlichkeitsgesetz sich entsprechenden Kurven viel stärker voneinander ab. Herr von Kármán vermutet, wie er mir mündlich mitteilte, als Grund hiervon das Auftreten Prandtlscher Grenzschichten, welches durch eine gröbere Struktur der Flüssigkeit begünstigt werden dürfte.

Von den genannten Ausnahmen abgesehen, bewährt sich also unser Ähnlichkeitsgesetz als erste und oberflächlichste Folgerung der hydrodynamischen Theorie vortrefflich. Es ist erfreulich, daß gerade die Umgebung des Minimums in jedem Falle den besten Einklang zwischen Theorie und

[1]) Zeitschr. d. Vereins deutscher Ing., Bd. 64, 1920, S. 447 und 483.



Erfahrung aufweist. Die Praxis wird sich nach Möglichkeit durch passende Wahl des Schmiermittels den Verhältnissen minimaler Reibung anzupassen suchen. Andererseits sind die Voraussetzungen der Theorie, wie wir später noch sehen werden, gerade in der Nähe minimaler Reibungszahl am ehesten erfüllt.

Aus der Tatsache des Reibungsminimums, dem Hauptergebnis der hydrodynamischen Theorie, fließt unmittelbar die auch von Biel gezogene, etwas paradoxe Folgerung, daß je nach den Umständen von zwei Ölen das dünnere oder das dickere die kleinere Reibungszahl ergeben kann. Sind nämlich die Umstände (Druck und Umlaufzahl) so gewählt, daß man sich mit dem dickeren im Reibungsminimum befindet, so arbeitet man mit dem dünnflüssigeren bereits jenseits des Minimums, hat also größere Reibungsverluste zu erwarten.

In einer Vortragsfolge, welche vom Wiener Architekten- und Ingenieurverein im März 1912 veranlaßt war und bei der der Schreiber dieser Zeilen über seine hydrodynamische Theorie zu berichten hatte, wurde die allgemeine These vertreten, daß die einzige maßgebende Konstante eines Schmiermittels seine innere Reibung μ sei und daß die Praxis die Bedingungen minimaler Reibungszahl durch Wahl des Mittels anzustreben habe. Die vorangehenden Betrachtungen scheinen diese These in einem gewissen Umfang zu bestätigen.

(Fortsetzung folgt.)

Originalmitteilungen.

Magnetisierungskurve und Hysteresisschleifen.

Von H. Lorenz.

1. Erfahrungsgrundlagen.

Durch die Magnetisierung eines ursprünglich neutralen Eisenstabes in einer stromdurchflossenen Spule wird deren Feldstärke $\mathfrak{H}$ um den Betrag $\mathfrak{M} = \mathfrak{B} - \mathfrak{H}$ derart gesteigert, daß $\mathfrak{M}$ mit $\mathfrak{H}$ erst langsam, dann rascher ansteigt, um schließlich einem Grenzwert $\mathfrak{M}_m$, der sog. Sättigung, sich asymptotisch zu nähern. Läßt man, wie aus Fig. 1 ersichtlich, von einem Punkte $\mathfrak{H}_0 \mathfrak{M}_0$ dieser als Neukurve bezeichneten Magnetisierungslinie $\mathfrak{H}$ wieder abnehmen, so durchläuft $\mathfrak{M}$ nicht etwa rückwärts die Neukurve, sondern beschreibt eine oberhalb derselben liegende Linie, die bei $-\mathfrak{H}_0$, $-\mathfrak{M}_0$ in die entgegengesetzte Neukurve merklich tangential einmündet.[1]) Nach abermaliger Hubumkehr wächst $\mathfrak{M}$ auf der anderen Seite der Neukurve längs einer der absteigenden Linie kongruent verlaufenden wieder an, bis der Ausgangspunkt $\mathfrak{H}_0 \mathfrak{M}_0$ erreicht und der Kreislauf vollendet ist. Auf diese Weise entsteht eine Schleife, deren Flächeninhalt ein Maß für die beim Umlauf aufgewandte Arbeit darstellt, die sich in der Erwärmung des Eisens deutlich kund gibt. Wegen des Nacheilens der Nullwerte von $\mathfrak{M}$ gegen die entsprechenden Werte von $\mathfrak{H}$ bezeichnet man den ganzen, offenbar nicht umkehrbaren Vorgang als Hysteresis.

Wesentlich für den Ablauf dieser Erscheinung ist die sprungweise Änderung des Absolutwertes der Ableitung $d\mathfrak{M} : d\mathfrak{H}$ an den Spitzen mit dem Vorzeichen $d\mathfrak{H}$, wodurch überhaupt erst erreicht wird, daß der auf- und absteigende Zweig der Hysteresisschleife, welche beide sich durch Drehung um den Anfangspunkt zur Deckung bringen lassen, zwischen sich eine endliche Fläche einschließen.

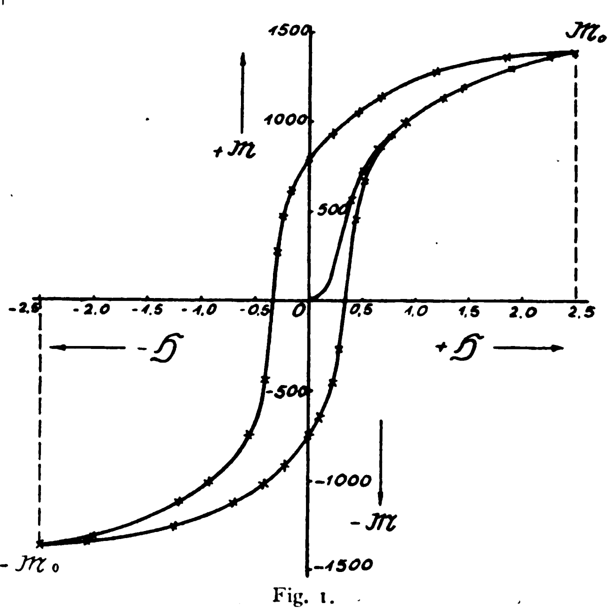


Fig. 1.

Genau solche Unstetigkeiten weisen nur die Geschwindigkeitskurven von Schwingungen, die unter dem Einflusse gleitender Reibung nach und nach völlig erlöschen, an der Hubumkehr auf, während dies für gedämpfte Schwingungen und solche, die infolge eines mit dem Quadrate der Geschwindigkeit veränderlichen Widerstandes abklingen, nicht zutrifft. Da wir nun andererseits wissen, daß ein Magnet beliebig unterteilt werden kann, wobei

[1]) Die Abbildung bezieht sich auf die Magnetisierung eines weichen Eisendrahtes und ist der Königsberger Dissertation von F. Ehrhardt: „Die reversible magnetische Permeabilität bei hohen Frequenzen", Leipzig 1917, S. 18, entnommen.

jeder kleinste Teil auch als von einem Strom umflossen bzw. von Elektronen umkreist angesehen werden darf, so stellt ein nichtmagnetisches Eisen ein Gemisch derartiger Elementarmagnete von allen möglichen Richtungen dar, die sich in ihrer Wirkung nach außen hin gegenseitig aufheben. Die Magnetisierung eines solchen Körpers im Spulenfelde ist demnach nichts anderes, als die mehr oder weniger starke Drehung der Elementarmagnete in die Richtung des Spulenfeldes unter Überwindung elastischer Kräfte und von Widerständen der oben bezeichneten Art, von denen die gleitende Reibung besonders hervortritt. Das wird bestätigt durch die Magnetisierung eiserner Versuchsstäbe beim Zerreißversuch, wobei offenbar eine teilweise Gleichrichtung der Elementarmagnete zustande kommt, während auch bei sehr langsamer Formänderung eine starke Erwärmung die Überwindung von Reibungswiderständen unabhängig von der Geschwindigkeit anzeigt.

Da weiterhin die Kurve der anfänglichen Magnetisierung im Punkte $\mathfrak{H} = 0$, $\mathfrak{M} = 0$ beginnt, so ist entweder der Reibungswiderstand jedes Teilmagneten veränderlich mit seiner Lage oder besitzt überhaupt für alle Teilmagnete verschiedene von Null ansteigende Werte, so daß schon eine beliebig kleine Feldstärke $\mathfrak{H}$ ausreicht, um die Teilmagnete mit sehr kleinem Widerstande aus der Ruhelage herauszudrehen und, höher ansteigend, immer mehr derselben mit größerem Reibungswiderstande zu erfassen.

2. Die Ableitung der Magnetisierungskurve.

Die Wirkung der Teilmagnete in einem nichtmagnetischen Eisenstabe können wir uns einfach dadurch aufgehoben denken, daß je zwei derselben mit entgegengesetzten Polen aneinander liegen, wobei dann die ursprüngliche Richtung keine Rolle spielt. Zu einer möglichst einfachen Formulierung gelangen wir alsdann durch die Annahme einer gemeinsamen Anfangsrichtung aller Teilmagnetpaare, und zwar senkrecht zu derjenigen des Spulenfeldes $\mathfrak{H}$, Fig. 2. Alsdann bedingt dessen Wirkung dieselbe Auslenkung φ beider Teilmagnete eines Einzelpaares aus der Ruhelage, wodurch mit der Feldstärke $\frac{1}{2}\mathfrak{M}_m$ der Teilmagnete eine Erregung

$$\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_m \sin \varphi \qquad (1)$$

in der Richtung von $\mathfrak{H}$ entsteht, während senkrecht hierzu sich die Felder nach wie vor aufheben. In dieser Lage ist nun das Moment des Spulenfeldes proportional $\mathfrak{H} \cos \varphi$. Es dient zum Ausgleich eines elastischen Kraftmomentes und des Reibungswiderstandes, während die Wirkung der beiden Teilmagnete aufeinander durch diejenige der umgebenden Magnete aufgehoben wird. Vom elastischen Kraftmoment wissen wir nur, daß es mit dem Ausschlage φ zunimmt und einen Höchstwert für die Lage $\varphi = \frac{\pi}{2}$ der Teilmagnete, die der Sättigung entspricht, annimmt. Diesen Bedingungen genügt am einfachsten der Ansatz $K \cdot \sin \varphi$. Von der Reibung nehmen wir umgekehrt an, daß sie der Einleitung der Drehung den größten Widerstand entgegenstellt, der mit Erzielung der gleichen Richtung der beiden Teilmagnete eines Paares erlischt. Dem würde der Ansatz $R \cdot \cos \varphi$ genügen, der auf einen in die entgegengesetzte Richtung von $\mathfrak{H}$ fallenden un-

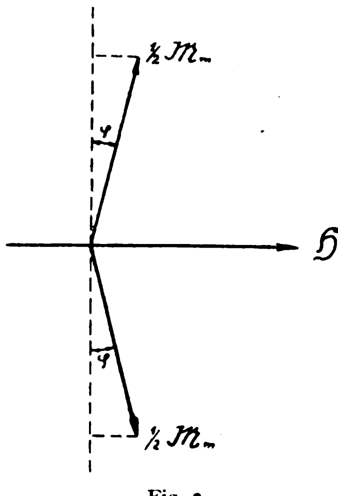


Fig. 2.

veränderlichen Widerstand hinausläuft.[1]) Aus der Verbindung dieser Ausdrücke folgt alsdann die Gleichgewichtsbedingung

$$\mathfrak{H} \cos \varphi = K \sin \varphi \pm R \cos \varphi$$

oder

$$(\mathfrak{H} \mp R) \cos \varphi = K \sin \varphi . \qquad (2)$$

Eliminieren wir aus (1) und (2) den Winkel φ, so erhalten wir

$$\frac{(\mathfrak{H} \mp R)^2}{K^2} \cdot \left(1 - \frac{\mathfrak{M}^2}{\mathfrak{M}_m^2}\right) = \frac{\mathfrak{M}^2}{\mathfrak{M}_m^2}$$

oder mit den Abkürzungen

$$\frac{\mathfrak{H}}{K} = h , \quad \frac{R}{K} = r , \quad \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_m} = b , \qquad (3)$$

unter Auflösung nach b

$$b = \frac{h \pm r}{\sqrt{1 + (h \mp r)^2}} . \qquad (4)$$

Für reibungsfreie Teilmagnete würde sich dieses Ergebnis in

[1]) Diese Ansätze stimmen vollständig mit denen überein, die J. Kelen in „Versuch einer mathematischen Fassung der ferromagnetischen Grundschwingungen". Elektrot. und Maschinenbau, 1920, Heft 40 vom 3. August, S. 466, macht.

$$b_0' = \frac{h}{\sqrt{1 + h^2}} \quad (4a)$$

vereinfachen.

Gl. (4) liefert mit dem negativen Vorzeichen für zunehmende, mit dem positiven für abnehmende Werte von b und h die beiden durch Fig. 3 gegebenen Kurven, die sich weder mit der Neukurve decken, noch auch zusammen eine Hysteresisschleife bilden, da sie ersichtlich den konstanten Abszissenabstand $2r$ besitzen. Eine Schleife kommt demnach erst zustande durch unstetige Änderung des Endwertes h um den Betrag $2r$, welcher dem Vorzeichenwechsel der Reibung bei der Hubumkehr entspricht. Diese Nichtübereinstimmung mit der Schleife Fig. 1 ist natürlich darin zu suchen, daß nicht alle Paare von Teilmagneten trotz ihrer gleich angenommenen Anfangsrichtung denselben Reibungswiderstand R bzw. r besitzen, daß dieser vielmehr für die ganze Summe dieser Paare zwischen 0 und ∞ schwankt. Der erstere Grenzwert würde schon eine Drehung mit beliebig kleinen Werten von $\mathfrak{H}$ bzw. h zulassen, während die Paare mit unendlich großem Reibungswiderstand als festgeklemmt anzusehen sind, die auch mit beliebig großer Feldstärke nicht ausgelenkt werden können. Die wahren Kurven werden hiernach durch eine Mittelwertsbildung über alle Magnetpaare erhalten, die allerdings die Kenntnis der Verteilung der verschiedenen Reibungsziffern auf diese voraussetzt. Davon wissen wir nur soviel, daß mit zunehmender Reibungszahl r auch die Zahl N der Magnetpaare wächst, deren Höchstwert N_m aber erst mit $r = \infty$ erreicht wird. Es führt das natürlich auf häufiges Vorkommen der kleinen und mittleren Reibungsziffern, denen gegenüber die großen mit zunehmendem Wachstum immer seltener werden. Dieses Verhalten wird durch die Kurve Fig. 4 mit der Asymptote N_m verdeutlicht, die wir angenähert auch durch den gebrochenen Linienzug[1]) OMP ersetzen dürfen, dessen aufsteigendem Zweig die Formel

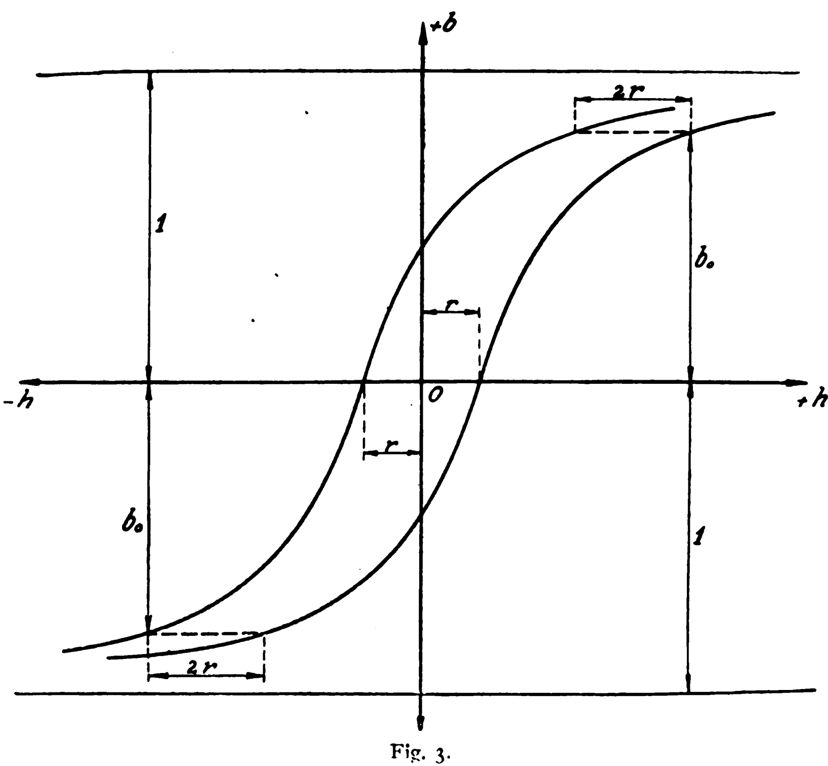


Fig. 3.

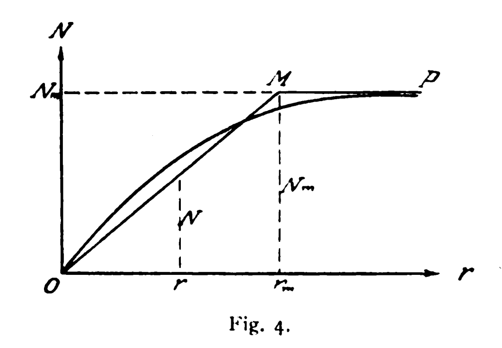


Fig. 4.

[1]) Hierfür setzt J. Kelen a. a. O. ein Parabelstück an, das von O ausgehend in M die Asymptote MP berührt. Er erhält damit sehr viel verwickeltere Ausdrücke für die Magnetisierungskurve und die Schleifen als wir in der obigen Darstellung.

$$\frac{N}{N_m} = \frac{r}{r_m} \qquad (5)$$

genügt, worin r_m die dem Knickpunkt M zugehörige Reibungsziffer bedeutet, jenseits dessen wir den Zuwachs von N vernachlässigen dürfen. Mit (5) ergibt sich dann der gesuchte Mittelwert von (4) für die Neukurve zu

$$\left.\begin{aligned} b' &= \frac{1}{N_m}\cdot\int_0^{N_m} b\cdot dN = \frac{1}{r_m}\int_0^r \frac{(h-r)\,dr}{\sqrt{1+(h-r)^2}}\,,\\ b' &= \frac{1}{r_m}\left(\sqrt{1+h^2}-\sqrt{1+(h-r)^2}\right). \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Solange nun $h < r_m$ bleibt, werden die Magnetpaare mit $r > h$ in Ruhe bleiben. Mithin ist in diesem Falle $r = h$ die obere Grenze des vorstehenden Integrals, womit (6) übergeht in

$$h \leqq r_m\,,\quad b_1' = \frac{1}{r_m}\left(\sqrt{1+h^2}-1\right), \qquad (6a)$$

das ist die Gleichung einer Hyperbel. Ist dagegen $h > r_m$, so genügt es, die Integration bis zur oberen Grenze $r = r_m$ zu erstrecken, um alle Magnetpaare zu erfassen, da höhere Reibungswerte nicht in Frage kommen. Damit wird aus (6)

$$h \geqq r_m\,,\quad b_2' = \frac{1}{r_m}\left(\sqrt{1+h^2}-\sqrt{1+(h-r)^2}\right), \quad (6b)$$

ein Ausdruck, der für $h = r_m$ mit (6a) übereinstimmt, so daß also die der letzteren Formel entsprechende Kurve die Fortsetzung der aus (6a) hervorgehenden darstellt.

Zur Prüfung dieser Ergebnisse berechnen wir den Wert von (6b) für $h = \infty$, indem wir zunächst für sehr große Werte von h angenähert schreiben:

$$\left.\begin{aligned} b_2' &= \frac{1}{r_m}\left[h\left(1+\frac{1}{2h^2}\right)-(h-r_m)\left(1+\frac{1}{2(h-r_m)^2}\right)\right]\\ &= \frac{1}{r_m}\left[r_m+\frac{1}{2h}-\frac{1}{2(h-r_m)}\right]_{h=\infty} = 1\,. \end{aligned}\right| \quad (6c)$$

Das ist aber auch der Grenzwert $b' = 1$ der Formeln (4) und (4a) für $h = \infty$. Nunmehr erhalten wir für die beiden Teile der Neukurve

für $[h] \leqq r_m$

$$b_1' = \pm\frac{1}{r_m}\left(\sqrt{1+h^2}-1\right), \qquad (7a)$$

für $[h] \geqq r_m$

$$b_2' = \pm\frac{1}{r_m}\left(\sqrt{1+h^2}-\sqrt{1+(h\mp r_m)^2}\right), \quad (7b)$$

worin das obere Vorzeichen für die Aufwärtsmagnetisierung, das untere für die Abwärtsmagnetisierung gilt. Für $r_m = 0$ geht (7b), wie man durch Differentiation nach r_m in Zähler und Nenner feststellt, in Gl. (4a) für reibungsfreie Magnetisierung eines vollkommen weichen Eisens über. Bildet man noch die Ableitungen von (7)

für $[h] \leqq r_m$

$$\frac{db_1'}{dh} = \frac{\pm h}{r_m\sqrt{1+h^2}}\,, \qquad (8a)$$

für $[h] \geqq r_m$

$$\frac{db_2'}{dh} = \pm\frac{1}{r_m}\left(\frac{h}{\sqrt{1+h^2}}-\frac{h\mp r_m}{\sqrt{1+(h\mp r_m)^2}}\right), \quad (8b)$$

so erkennt man, daß für $r_m = 0$ wiederum nach Differentiation in Zähler und Nenner (8b) übergeht in

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{db_2'}{dh}\right)_{r_m=0} &= \pm\left(\frac{h^2}{(1+h^2)^{\frac{3}{2}}}-\frac{1}{\sqrt{1+h^2}}\right)\\ &= \frac{db_0'}{dh}\,, \end{aligned}\right\} \quad (8c)$$

also mit der Ableitung der reibungsfreien Kurve (4a) übereinstimmt. Die beiden durch (7a) und (7b) gegebenen Kurvenzüge gehen hiernach in den Punkten $h = \pm r_m$ tangential ineinander über, so daß der innere Teil der Neukurve die Gl. (7a), der äußere (7b) befriedigt. Setzt man die Kurven (7b) diesseits der Punkte $h = \pm r_m$ fort, wie es in Fig. 5 gestrichelt geschehen ist, so erkennt man, daß sie in gleichem Abszissenabstand r_m nebeneinander herlaufen, bei

$$h = \pm\frac{r_m}{2}$$

die h-Achse, bei

$$b_m = \pm\frac{1+\sqrt{1+r_m^2}}{r_m} \qquad (7c)$$

die b-Achse schneiden und für $h = \pm\infty$ asymptotisch in die Geraden $b' = \pm 1$ übergehen. Der Wert (7c) der Ordinate b_m des Schnittpunktes der einen Kurve mit der b-Achse entspricht aber genau dem Übergangspunkte $b_m, h = r_m$ der beiden Zweige (7a) und (7b) der anderen Kurve.

In Fig. 6 sind eine Anzahl dieser Neukurven nach (7) für verschiedene Werte von r_m verzeichnet, die sämtlich bis auf die reibungsfreie Kurve, deren Tangente punktiert eingetragen ist, mit $db' : dh = 0$ beginnen und mit den versuchsmäßig gewonnenen in ihrer Gestalt befriedigend übereinstimmen.

3. Die Ableitung der Hysteresisschleifen.

Haben wir bei der Magnetisierung aus dem neutralen Zustande die Feldstärke $\mathfrak{H}_0$ bzw. h_0 erreicht, so entspricht dieser nach (4) für ein Teilmagnetpaar mit der Reibungsziffer $r < h_0$ die relative Erregung

$$b_0 = \frac{h_0 - r}{\sqrt{1 + (h_0 - r)^2}} \cdot \qquad (9a)$$

Magnetpaare, für welche $r > h_0$ ist, sind dagegen bis dahin noch nicht aus ihrer Anfangslage herausgedreht worden und werden auch beim Herab-

für $\left.\begin{matrix}[h_0] \gtreqless r_m \\ [h_0 - h] < r_m\end{matrix}\right\}$

$$b_2'' = \frac{1}{r_m}\int_0^{1/2(h_0-h)} b \cdot dr + \frac{1}{r_m}\int_{1/2(h_0-h)}^{r_m} b_0\, dr. \qquad (10b)$$

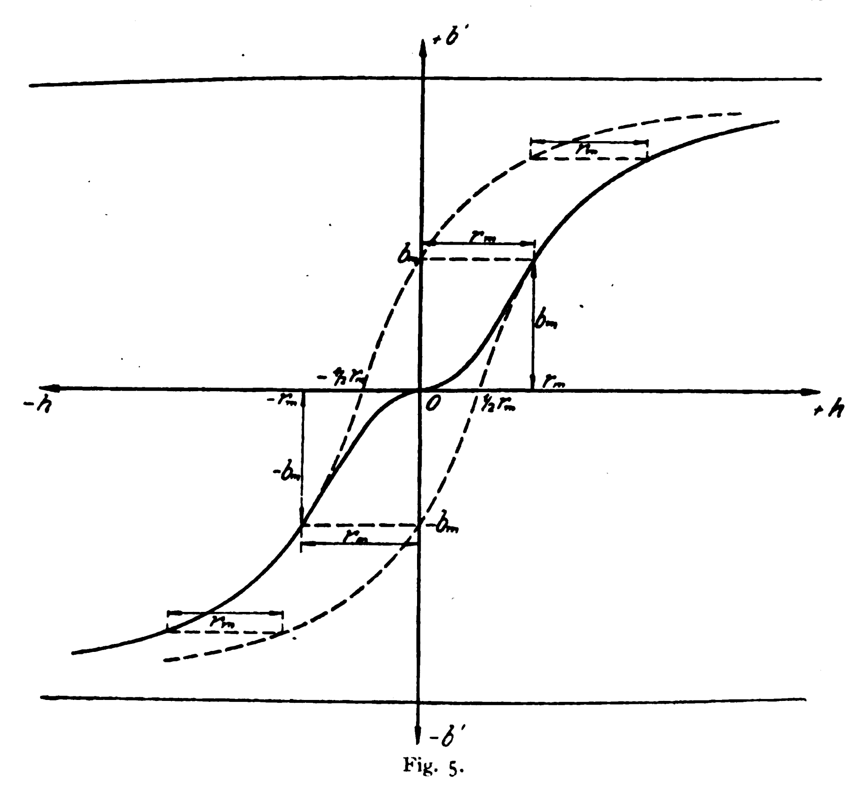


Fig. 5.

gehen bis auf $-h_0$, $-b_0$ nicht in Bewegung versetzt. Damit nun die schon ausgelenkten Paare bei der Hubumkehr über den Punkt h_0, b_0 hinwegkommen, wobei sich das Vorzeichen von r ändert, muß durch den Unterschied $h_0 - h$ des Erregerwertes der entsprechende Unterschied der Reibungsziffern, d. h. $r - (-r) = 2r$ überwunden werden. Bei der Abnahme $h < h_0$ sind alle Paare mit $2r < h_0 - h$ schon in Rückdrehung begriffen, wofür nach (4) das positive Vorzeichen von r, also

$$b = \frac{h + r}{\sqrt{1 + (h + r)^2}} \qquad (9b)$$

zu setzen ist. Bei der Mittelwertsbildung sind demnach diese Paare zu unterscheiden von den erstgenannten $2r > h_0 - h$, die sich nach Gl. (9a) noch in der Vorwärtsdrehung befinden, so daß wir insgesamt analog (6) bei Abwärtsmagnetisierung von h_0 aus erhalten

für $[h_0] \leqq r_m$

$$b_1'' = \frac{1}{r_m}\int_0^{1/2(h_0-h)} b \cdot dr + \frac{1}{r_m}\int_{1/2(h_0-h)}^{h_0} b_0\, dr, \qquad (10a)$$

Die letztere Formel hat natürlich nur so lange einen Sinn, als $r_m > \frac{1}{2}(h_0 - h)$ ist. Trifft dies bei

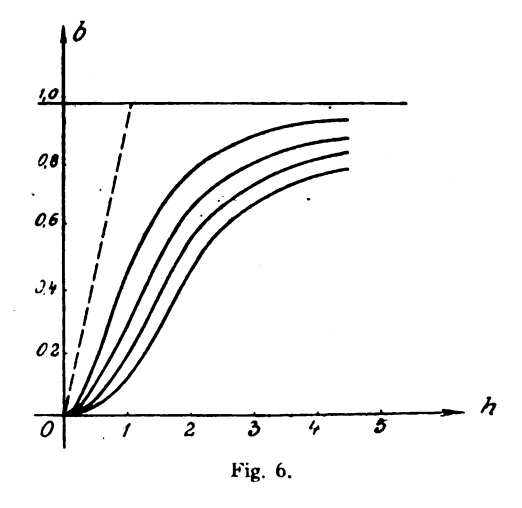


Fig. 6.

weiter sinkendem h nicht mehr zu, d. h. wird $\frac{1}{2}(h_0 - h) > r_m$, so ist, wie auf dem oberen Teile der Neukurve, Gl. (6b) und (7b)

für $[h_0 - h] > 2 r_m$ $\qquad b_3'' = \frac{1}{r_m} \int_0^{r_m} b \cdot dr$ (10c)

zu setzen. Dieser Ausdruck stimmt aber mit dem für die Neukurve geltenden überein, so daß deren oberster bzw. unterster Teil zugleich der Begrenzung der Hysteresisschleifen oder doch deren Fortsetzung angehört. In der Tat münden erfahrungsgemäß alle diese Begrenzungskurven in die entsprechende Neukurve ein.

Es erübrigt nur noch die Ausführung der in den vorstehenden Gleichungen (10) angedeuteten Integrationen, die mit (9a) und (9b) ergibt

für $[h_0] \leqq r_m$

$$b_1'' = \frac{1}{r_m}\left[2\sqrt{1+\left(\frac{h_0+h}{2}\right)^2} - \sqrt{1+h^2} - 1\right], \qquad (11a)$$

für $[h_0] \gtreqless r_m$, $[h_0 - h] \leqq 2 r_m$

$$b_2'' = \frac{1}{r_m}\left[2\sqrt{1+\left(\frac{h_0+h}{2}\right)^2} - \sqrt{1+h^2} - \sqrt{1+(h_0-r_m)^2}\right], \qquad (11b)$$

für $[h_0] \gtreqless r_m$, $[h_0 - h] \geqq 2 r_m$

$$b_3'' = \frac{1}{r_m}\left[\sqrt{1+(h+r_m)^2} - \sqrt{1+h^2}\right]. \qquad (11c)$$

Man erkennt, daß die letztere Formel bis auf das Vorzeichen von h und b_3'' aus Gl. (7b) für den oberen Teil der steigenden Neukurve übereinstimmt, daß also (11c) den unteren Teil der sinkenden Neukurve darstellt. Setzt man ferner in den Formeln (11a) und (11b) $h = h_0$, so folgt für die Spitzen der Hysteresisschleifen

für $[h_0] \leqq r_m$

$$b_0'' = \frac{1}{r_m}\left[\sqrt{1+h_0^2} - 1\right], \qquad (12a)$$

für $[h_0] \geqq r_m$

$$b_0'' = \frac{1}{r_m}\left[\sqrt{1+h_0^2} - \sqrt{1+(h_0-r_m)^2}\right]. \qquad (12b)$$

Diese Ausdrücke fallen aber für $h = h_0$ mit den Gleichungen (7a) und (7b) zusammen, d. h. alle Schleifenspitzen liegen auf der Neukurve. Zur Feststellung der Spitzenform bilden wir noch die offenbar miteinander identischen Ableitungen von (11a) und (11b), nämlich:

$$\frac{db_{12}''}{dh} = \frac{1}{r_m}\left[\frac{h_0+h}{2\sqrt{1+\left(\frac{h_0+h}{2}\right)^2}} - \frac{h}{\sqrt{1+h^2}}\right], \qquad (13)$$

also

$$\left(\frac{db_{12}''}{dh}\right)_{h=h_0} = 0, \qquad \left(\frac{db_{12}''}{dh}\right)_{h=-h_0} = \frac{h_0}{r_m\sqrt{1+h_0^2}}, \qquad (13a)$$

letzterer Ausdruck übereinstimmend mit (8a), der Neigung der Neukurve für $h = -h_0$. Danach beginnt die Hysteresisschleife an der oberen Spitze $+h_0$ bei der Hubumkehr mit einer der h-Achse parallelen Tangente und mündet am unteren Ende $-h_0$ tangential in die Neukurve ein. Für den aufsteigenden Zweig der Schleife gilt natürlich das Umgekehrte. Da ferner $h_0 - h = 2 r_m$ die Gültigkeit der beiden Formeln (11b) und (11c) scheidet, so folgt mit $h = -h_0$ als Grenze, von der ab die Neukurve selbst einen Teil der Schleife bildet, der Punkt

$$h_m = \pm r_m, \quad b_m = \pm \frac{1}{r_m}\left[\sqrt{1+r_m^2} - 1\right]. \qquad (13b)$$

Infolge der tangentialen Einmündung der Schleifenkurven in die Neukurven, deren äußere Teile durch Gl. (7b) bzw. (11c) gegeben sind, hüllen diese in Fig. 5 teilweise gestrichelten Kurven in ihrer Gesamtheit alle Hysteresisschleifen ein. Sie schneiden die

b-Achse in den Punkten

$$b'' = \pm \frac{1}{r_m}\left[\sqrt{1+r_m^2} - 1\right] = b_m, \quad h = 0 \quad \text{und die}$$

h-Achse in den Punkten

$$b'' = 0 \qquad , \quad h = \pm \frac{r_m}{2},$$

woraus sich im Verein mit den beiden Asymptoten $b'' = \pm 1$ und dem durch (7a) gegebenen inneren Verlauf der Neukurve eine sehr bequeme Aufzeichnung der Schleifen für alle Spitzenwerte ergibt, vgl. Fig. 7. In dieser Abbildung sind auch die den Formeln (11a), (11b), (11c) zugehörigen Stücke der Hälfte einer Hysteresisschleife durch b_1'', b_2'', b_3'' innerhalb der Grenzen von $-h_0$, $-r_m$, $+r_m$, $+h_0$ besonders kenntlich gemacht.

Da die beiden Hüllkurven aller Schleifen Fig. 5 in gleichem Abszissenabstande nebeneinander verlaufen, so stellt die von ihnen insgesamt eingeschlossene Fläche von der Höhe $2 b_0'' = 2$

$$F_m = 2 r_m \qquad (14)$$

alsdann ein Maß für den größten Hysteresisverlust dar, den der Wechsel zwischen entgegengesetzter Sättigung für einen Kreislauf bedingt. Den Hysteresisverlust für beliebige Werte $b_0'' < 1$ kann man nun durch Auswertung des Integrals

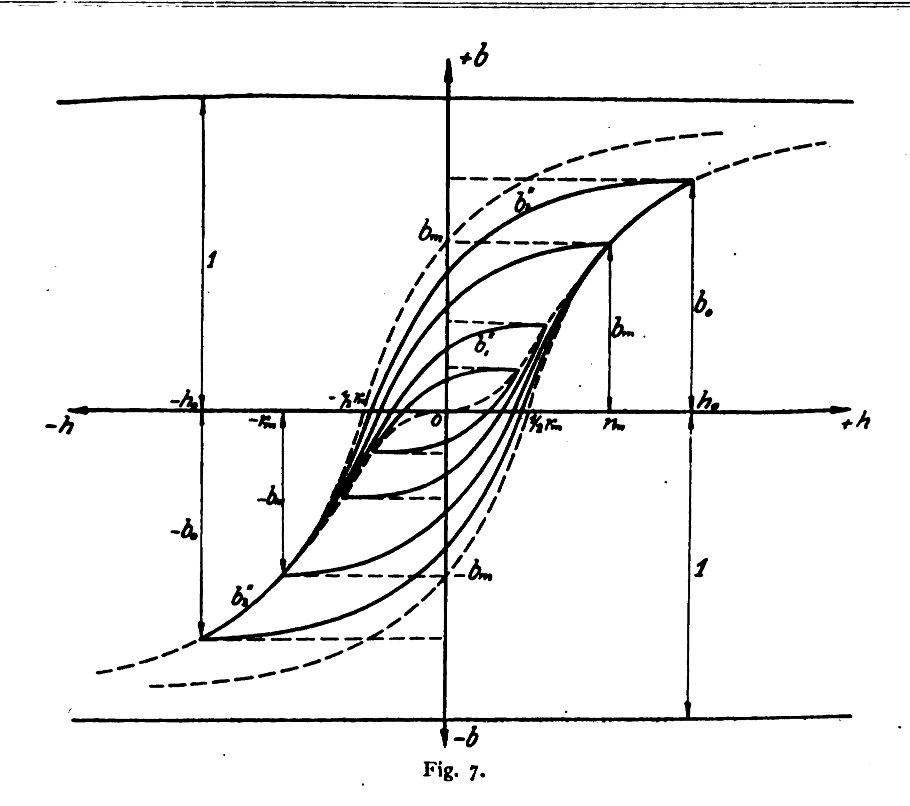


Fig. 7.

$$F = 2\int_{-h_0}^{+h_0} b''\,dh \qquad (15)$$

unter Benutzung der Ausdrücke (11) für b'', d. h. aus

$$F = 2\int_{-h_0}^{-r_m} b_3''\,dh + 2\int_{-r_m}^{+r_m} b_1''\,dh + 2\int_{+r_m}^{+h_0} b_2''\,dh \qquad (15a)$$

berechnen. Das Ergebnis ist aber so unübersichtlich, daß es sich kaum für den praktischen Gebrauch eignet. Wir wollen darum zunächst einmal den Hysteresisverlauf für schwache Erregungen ermitteln, für welche Gl. (11a) zutrifft. Dürfen wir darin h und h_0 als klein gegen 1 betrachten, so wird daraus angenähert

$$\left.\begin{aligned} r_m b'' &= 2\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{h_0 + h}{2}\right)^2\right] - \left(1 + \frac{h^2}{2}\right) - 1\,, \\ r_m b'' &= \frac{(h_0 + h)^2}{4} - \frac{h^2}{2} = \frac{h_0^2}{4} + \frac{h_0 h}{2} - \frac{h^2}{4} \end{aligned}\right\} \qquad (16)$$

mit dem Höchstwerte

$$r_m b_0'' = \frac{h_0^2}{2} \qquad (16a)$$

und der Neigung

$$\frac{db''}{dh} = \frac{h_0 - h}{2 r_m}. \qquad (16b)$$

Die diesen Näherungsformeln entsprechende Schleife

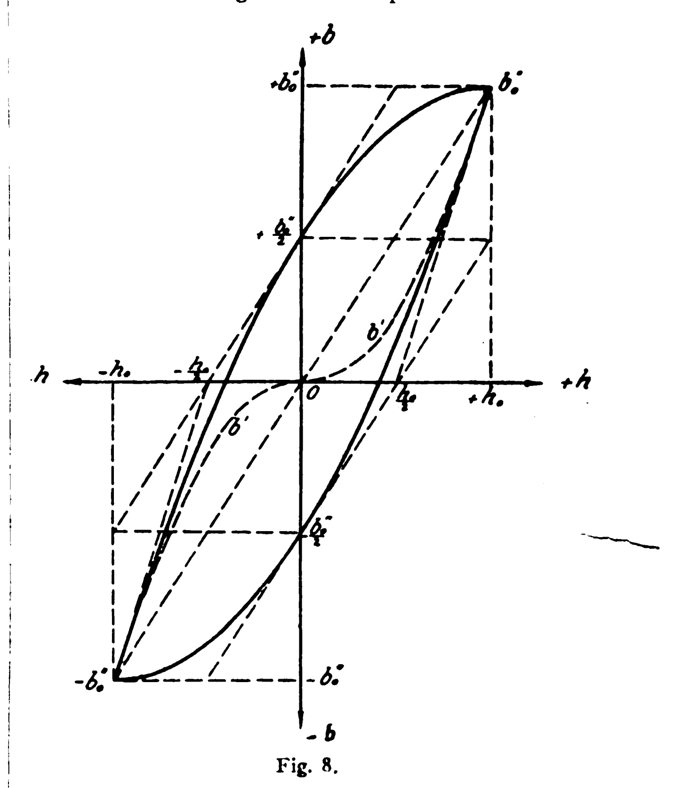


Fig. 8.

Fig. 8 setzt sich demnach aus zwei Parabelbogen zusammen, die sich mit Hilfe ihrer Tangenten in

den Punkten $\pm h_0$, $\pm b_0''$ sowie $h = 0$, $b'' = \pm \frac{b_0''}{2}$ leicht verzeichnen lassen. Auch die Neukurve Gl. (7a) geht innerhalb dieses Bereiches angenähert in eine Parabel

$$r_m b' = \frac{h^2}{2} \tag{17}$$

mit der Neigung

$$\frac{db'}{dh} = \frac{h}{r_m} \tag{17a}$$

über; ihr Verlauf ist punktiert in Fig. 8 eingetragen.

$$\left.\begin{aligned} F &= F_0(1 - b_0'') + F_m b_0'' \\ &= \tfrac{4}{3}\sqrt{2 r_m}\,(b_0''^{3/2} - b_0''^{5/2}) + 2 r_m b_0'' \end{aligned}\right\} \tag{18}$$

ansehen.

Neben den bisher betrachteten, symmetrisch zu den Achsen gelegenen Hysteresisschleifen sind aber noch eine große Zahl anderer möglich und durch die Erfahrung bestätigt, deren Ausgangspunkt auf einer beliebigen symmetrischen Schleifenkurve liegen kann. Bezeichnen wir in Fig. 9 die Ordinaten der Ausgangskurve mit b'', so daß $h_1 b_1''$ die Koordinaten des Ausgangspunktes sind, wäh-

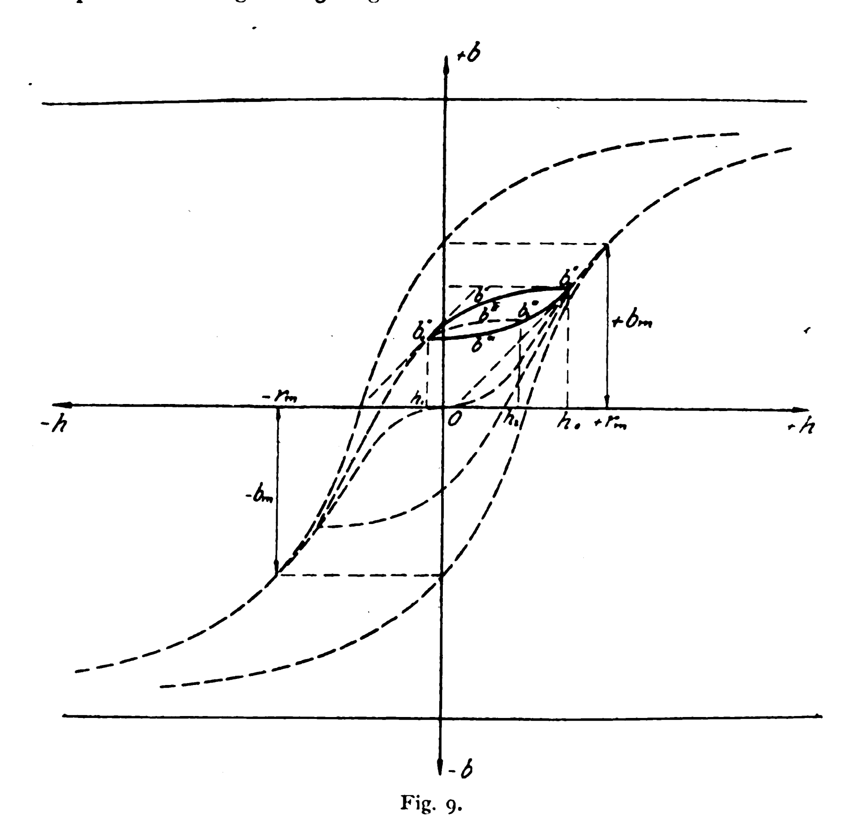


Fig. 9.

Die Fläche der Schleife ist

$$F_0 = 2\int_{-h_0}^{+h_0} b''\,dh = \frac{2}{3}\,\frac{h_0^{\,3}}{r_m} = \frac{2}{3}\sqrt{2 r_m}\cdot b_0''^{3/2}, \tag{16c}$$

während P. Steinmetz dafür auf empirischem Wege

$$F = C b_0'^{1,6}$$

gefunden hat. Diese Übereinstimmung dürfen wir wohl für unsere Näherungsrechnung mit Rücksicht auf die darin steckenden vereinfachenden Grundannahmen als recht befriedigend ansehen. Da nun der größte Hysteresisverlust für $b_0' = 1$ durch (14b) gegeben war, so dürfen wir als eine beide Grenzen umfassende Formel den einfachen Ausdruck

rend $h_0 b_0''$, wie früher, der oberen Schleifenspitze zugehört, so erhalten wir nach Analogie von (10a) für die von $h_1 b_1''$ ausgehende Kurve mit wachsendem h

für $[h_0] \leqq r_m$

$$\frac{r_m b'''}{2} = \int_0^{\frac{1}{2}(h-h_1)} b\,dr + \int_{\frac{1}{2}(h-h_1)}^{\frac{1}{2}(h_0-h_1)} b_1\,dr + \int_{\frac{1}{2}(h_0-h_1)}^{h_0} b_0\,dr. \tag{19}$$

Hierin ist b_0 durch (9a) bestimmt, während mit Rücksicht auf das Vorzeichen von dh zu setzen ist:

$$b = \frac{h - r}{\sqrt{1 + (h - r)^2}}, \quad b_1 = \frac{h_1 + r}{\sqrt{1 + (h_1 + r)^2}}. \tag{20}$$

Damit wird aus (19):

$$\left.\begin{aligned} r_m b''' &= \sqrt{1+h^2} - 1 - 2\sqrt{1+\left(\frac{h+h_1}{2}\right)^2} \\ &\quad + 2\sqrt{1+\left(\frac{h_1+h_0}{2}\right)^2}, \end{aligned}\right\} \quad (19\text{a})$$

$$r_m \frac{db'''}{dh} = \frac{h}{\sqrt{1+h^2}} - \frac{1}{2} \frac{h+h_1}{\sqrt{1+\left(\frac{h+h_1}{2}\right)^2}}, \quad (19\text{b})$$

und insbesondere

$$\left.\begin{aligned} &\text{für } h = h_1 \\ &\quad r_m b_1''' = 2\sqrt{1+\left(\frac{h+h_0}{2}\right)^2} \\ &\qquad\qquad - \sqrt{1+h_1^2} - 1, \\ &\quad r_m \left(\frac{db'''}{dh}\right)_{h_1} = 0; \\ &\text{für } h = h_0 \\ &\quad r_m b_0''' = \sqrt{1+h_0^2} - 1, \\ &\quad r_m \left(\frac{db'''}{dh}\right)_{h_0} = \frac{h_0}{\sqrt{1+h_0^2}} \\ &\qquad\qquad - \frac{h_1-h_0}{2\sqrt{1+\left(\frac{h_1+h_0}{2}\right)^2}}. \end{aligned}\right\} \quad (19\text{c})$$

Vergleicht man diese Formeln mit (11a), (12a) und (13), so zeigt sich, daß die neue Kurve b''' von $h_1 b_1''$ parallel der h-Achse ausgeht und in die ursprüngliche Schleifenspitze $h_0 b_0''$ derart einmündet, daß ihre Neigung dort mit derjenigen der Ausgangskurve b'' im Punkte $h_1 b_1''$ übereinstimmt. Die nicht kongruenten Kurven b'' und b''' bilden demnach eine neue, aber nicht mehr symmetrische Hysteresisschleife.

Setzt man das Verfahren noch weiter fort, d. h. unterbricht in einem Punkte $h_2 b_2'''$ der Kurve b''', so tritt infolge der Hubumkehr dort in Gl. (19) ein weiteres Glied auf, wodurch an Stelle von (19a)

$$\left.\begin{aligned} r_m b^{\text{IV}} &= -\sqrt{1+h^2} + 1 + 2\sqrt{1+\left(\frac{h+h_2}{2}\right)^2} \\ &\quad - 2\sqrt{1+\left(\frac{h_2+h_1}{2}\right)^2} \\ &\quad - 2\sqrt{1+\left(\frac{h_1+h_0}{2}\right)^2} \end{aligned}\right\} \quad (21)$$

wird. Die in Fig. 9 gestrichelte Kurve b^{IV} beginnt ersichtlich wieder wagerecht und mündet mit der Neigung der Ausgangskurve b''' im Ausgangspunkte $h_2 b_2'''$ in die vorhergehende Spitze $h_1 b_1''$. Auf diese Weise erhalten wir neue, kleiner werdende Schleifen, deren Verzeichnung mit Hilfe der vorgelegten Tangentenrichtungen sich recht einfach gestaltet. Die konstanten Glieder der Formeln (19a) und (21) stellen offenbar den Einfluß der früher durchlaufenen magnetischen Zustände des Eisens dar, der nur dann verschwindet, wenn die Schleife in irgendeinen Punkt der Neukurve einmündet.

Zusammenfassung.

Auf Grund der Vorstellung einer Drehung kleiner Magnetpaare im Innern eines Eisenstabes durch das Erregerfeld gegen elastische und Reibungskräfte sowie einer einfachen Näherungsformel für deren Verteilung werden zunächst die Gleichungen der Magnetisierungskurve aus dem neutralen Zustande abgeleitet. Daraus ergeben sich dann diejenigen der symmetrischen und asymmetrischen, bequem zu verzeichnenden Hysteresisschleifen in hinreichender Übereinstimmung mit der Erfahrung, die sich auch auf den Hysteresisverlust für schwache Magnetisierungen erstreckt.

(Eingegangen am 18. Januar 1921.)

Automatischer Potentialregler für Durchströmungsversuche im Vakuum.

Von A. Rüttenauer.

Bei manchen Messungen im Vakuum, so z. B. bei vielen Messungen an Kanalstrahlen, ist es notwendig, das Potential der Entladungsröhre für die Dauer der Messung genau konstant zu halten. Dazu dient die im folgenden beschriebene Vorrichtung, die auf ein bestimmtes Potential eingestellt wird und bei dessen Änderung ein automatisches Regelwerk in Gang setzt. Bei den Kanalstrahlversuchen wird die Gasdurchströmung bzw. die Pumpgeschwindigkeit durch Änderung des Luftweges reguliert. A. Gallus[1]) und K. Glimme bedienten sich bei ihren Messungen einer Hohlzylinderkapillare als Ventil. In eine Kapillare wird ein Messingstäbchen, an dem sich ein Eisenstück befindet, von außen durch einen kleinen Handelektromagneten mehr oder weniger weit hineingeschoben.

Bei dem automatischen Potentialregler ist der eine Pol der Influenzmaschine oder des Induktoriums, welche die Spannung für die Entladungsröhre liefern, mit einer gut isolierten, abgerundeten Messingdoppelscheibe M (Fig. 1) verbunden. Der festen Messingscheibe gegenüber befindet sich eine Aluminiumscheibe A, die an ihrem Umfang abgerundet von der Messingscheibe weggebogen ist. Sie ist an dem einen Ende eines Hebels angebracht, der in der Mitte von einem 0,5 mm dicken, vertikalen Stahldraht St getragen wird. Unten ist der Stahldraht festgehalten, oben an einem Torsionskopf T eingeklemmt. Das andere Ende des

[1]) A. Gallus, Dissert. Freiburg i. B. 1914.

Hebels trägt ein Aluminiumscheibchen *S*, auf dessen beide Seiten je ein kleines Stück Platinblech angelötet ist. Das Aluminiumscheibchen *S* kann zwischen zwei Kontakten *K I* und *K II* hin- und herspielen. Soll ein bestimmtes Potential konstant gehalten werden, so wird, wenn dieses erreicht ist, durch Drehen des Torsionskopfes und somit des Stahldrahtes das Aluminiumscheibchen *S* in die Mitte zwischen die Kontakte *K I* und *K II* ein-

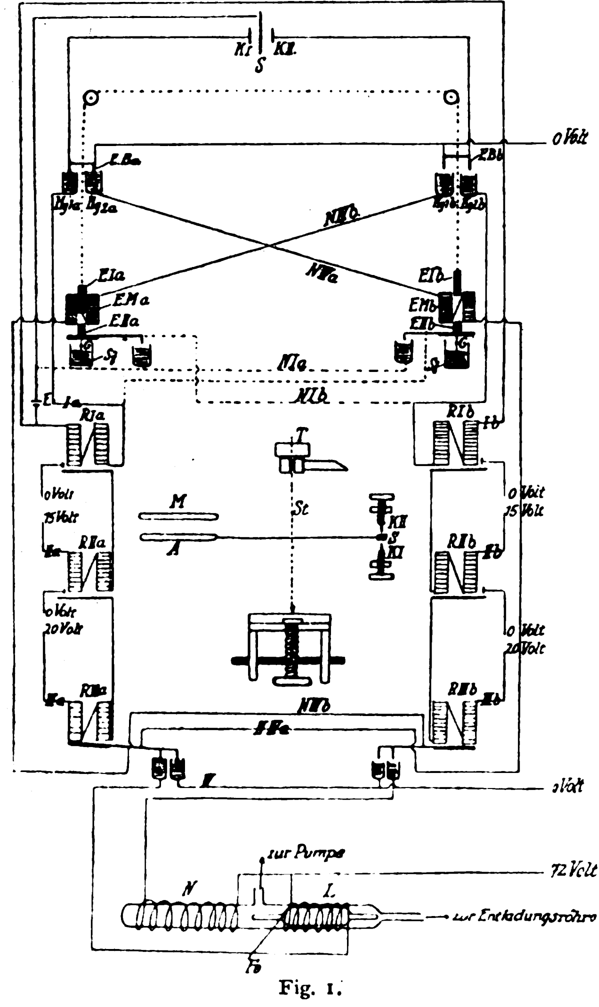


Fig. 1.

gestellt. Steigt das Potential, so wird die der festen Messingscheibe gegenüber angebrachte Aluminiumscheibe *A* stärker angezogen. Das Aluminiumscheibchen *S* bekommt Kontakt mit *K I*. Hierdurch wird die automatische Regulierung in Gang gesetzt. Diese bewirkt, daß durch einen Elektromagneten ein Eisenstück *Fe* aus dem Nebenraum *N* in den direkten Luftweg *L* des Auspumprohres hineingezogen und dadurch eine Hohlzylinderkapillare gebildet wird. Hierdurch wird die Luftreibung vergrößert, die ausgepumpte Luftmenge vermindert. Das Potential wird daher fallen. Die Aluminiumscheibe *A* wird infolgedessen weniger stark von der Messingscheibe *M* angezogen, und das Aluminiumscheibchen *S* auf der anderen Seite des Hebels erhält dadurch Kontakt mit *K II* und es wird das Eisenstück *Fe* aus dem Auspumprohr wieder herausgezogen. Diese Vorgänge wiederholen sich dauernd in bestimmtem Zeitabstand je nach der Genauigkeit, die verlangt wird, und nach der Genauigkeit, mit der eine nicht automatische Vorregulierung nach Art der zuerst beschriebenen Hohlzylinderkapillaren eingestellt war. Durch kleinere und größere Entfernungen der Kontakte *K I* und *K II* kann man die Grenzen, innerhalb deren das Potential hin- und herschwankt, verringern oder vergrößern.

Es ist notwendig, daß der magnetisierende Strom, der das Eisenstück *Fe* in das Auspumprohr resp. in den Nebenraum *N* bewegt, nur für kurze, aber zur Zugwirkung doch genügende Zeit geschlossen wird, damit einerseits das Eisenstück vollkommen in das Auspumprohr resp. in den Nebenraum *N* gezogen wird, andererseits durch den magnetisierenden Strom die Spulen des Elektromagneten nicht zu stark erwärmt werden. Durch eine Dämpfungsvorrichtung wird dies erreicht. An Hand einer schematischen Skizze sei der Fall I, Steigen des Potentials, genauer erläutert. Es bekommt das Aluminiumscheibchen *S* infolge Steigens des Potentials mit *K I* Kontakt. Hierdurch wird der Stromkreis eines Elements *E* geschlossen. Der Eisenbügel *E Ba* taucht vorher schon in die darunter angebrachten Quecksilbernäpfchen. Das in diesem Stromkreise *Ia* eingeschaltete Relais *R Ia* schließt alsdann einen zweiten Stromkreis *IIa* mit dem weniger empfindlichen, für stärkeren Strom eingerichteten Relais *R IIa*; dieses wiederum schließt einen Stromkreis *IIIa* mit dem noch weniger empfindlichen Relais *R IIIa*. Statt dieser drei Relais könnte man auch nur eines benutzen, das durch schwachen Strom erregt wird, aber einen starken Strom schließen kann. Das Relais *R IIIa* schließt einen letzten Stromkreis *IV* mit einer um das Auspumprohr gelegten Drahtspule, welche das Eisenstück *Fe* in dasselbe hineinzieht, wodurch die oben erwähnte Hohlzylinderkapillare gebildet wird. Gleichzeitig mit dem Stromkreis *IV* wird noch ein Nebenschluß *N IVa*[1]) geschlossen.

[1]) Der Strom des Nebenschlusses *N IVa* muß, da er nur momentan zur Wirkung kommt, eine beträchtliche Stärke haben, damit er durch seine Zugkraft die beiden Eisenstücke *E Ib* und *E IIb* vollkommen in die Spule des Elektromagneten *E M b* hineinziehen kann. Infolgedessen bildete sich an der Unterbrechungsstelle *E B a* ein starker Öffnungspunkt. Dadurch kam es öfters vor, daß der obere Teil der Quecksilbernäpfchen, der aus Glas bestand, mit Quecksilber bespritzt und hierdurch leitend wurde. Dies wurde vermieden, indem die Innenwand der Quecksilbernäpfchen über ihren Rand hinaus mit Glimmer ausgekleidet wurde.

Der Strom desselben geht durch die Windungen des Elektromagneten *EMb*, durch das Quecksilbernäpfchen *Hg 2a*, in das der Eisenbügel *EBa* hineintaucht. Der Eisenbügel ist an einer Schnur befestigt, die über zwei Rollen gleitet. Auf der anderen Seite der Schnur befindet sich ein ebensolcher Eisenbügel, weiter unten an jedem Ende der Schnur ein Eisenstück *E Ia* und *E Ib*. Der Nebenschlußstrom *N IVa* zieht die Eisenstücke *E Ib* und *E IIb* in den Hohlraum des Elektromagneten *EMb* hinein. Sobald sich das Eisenstück *EIb* in dem Elektromagneten befindet, hat sich der Nebenschluß *N IVa* selbst unterbrochen und zwar an der Stelle *EBa*. Gleichzeitig ist der Eisenbügel *EBa* aus den Quecksilbernäpfen herausgezogen, der andere Eisenbügel *EBb* ist in die darunter befindlichen Quecksilbernäpfe hineingezogen worden. Hierdurch wird eine der vorher vorhandenen Schaltung des Stromkreises *Ia* analoge Schaltung des Stromkreises *Ib* hergestellt. Diese neue Schaltung kommt in Wirkung, wenn später durch Sinken des Potentials das Aluminiumscheibchen *S* mit *K II* Kontankt erhalten sollte. Gleichzeitig mit dem Eisenstück *E Ib* wird durch den Strom des Nebenschlusses *N IVa*, wie bereits oben erwähnt, auch das Eisenstück *E IIb* in den Elektromagneten hineingezogen. Das Eisenstück *E IIb* befindet sich an einem Ende eines Hebels. An demselben Ende des Hebels ist eine mit Gelenk *G* versehene Schaufel *Sf*, ein ganz kurzer nach oben offener Kreiszylinder, als Dämpfung angebracht. Die Schaufel *Sf* taucht in ein schweres Öl. An dem anderen Ende des Hebels befindet sich ein Stift, der in ein Quecksilbernäpfchen eintauchen kann. Dadurch, daß das Eisenstück *E IIb* in den Elektromagneten hineingezogen wird, wird die Schaufel *Sf* aus dem Öl herausgezogen und gleichzeitig bekommt der Stift am anderen Ende des Hebels Kontakt mit dem Quecksilber, wodurch ein Nebenschluß zu Stromkreis *Ia* geschlossen wird. Also ist, trotzdem der Nebenschlußstrom *N IVa*, wie oben erwähnt, bereits unterbrochen ist, der Stromkreis *Ia* durch den Nebenschluß *N Ia* und demnach auch der magnetisierende Strom *IV* solange geschlossen, bis die Schaufel *Sf* durch ihre eigene Schwere wieder in das Öl hineingesunken ist, was infolge der Dämpfung etwa 5 Sekunden beansprucht. Damit hat sich der an dem entgegengesetzten Ende dieses Hebels befindliche Stift aus dem Quecksilber gehoben und damit den Nebenschluß *N Ia* geöffnet. Somit ist jetzt auch der Stromkreis *Ia* und der magnetisierende Strom des Kreises *IV* völlig geöffnet. Die Zeit, die die Schaufel *Sf* gebraucht, um in das schwere Öl hineinzusinken, ist durch ein an dem Hebel verstellbares Gewicht so zu wählen, daß der magnetisierende Strom *IV* genügend Zeit hat, um das Eisenstück *Fe* von einer Spule in die andere hineinzuziehen.

Analog erfolgen die Vorgänge beim Fallen des Potentials.

(Eingegangen am 20. Dezember 1920.)

Zur Theorie der Lichtbogenschwingungen.

Von E. Mayer.

(Fortsetzung.)

Kapitel IV. Das Entstehen der Schwingungen. Endamplitude. Nachträgliche Belastung des Lichtbogens.

Die im vergangenen Kapitel abgeleiteten Beziehungen für die Leistungszufuhr an den Schwingungskreis und den Verlust im Ohmschen Widerstande gestatten die Beantwortung der folgenden Fragen:

1. Unter welchen Bedingungen entstehen ungedämpfte Schwingungen erheblicher Amplitude?
2. Bei welcher Amplitude treten stationäre Verhältnisse ein?

§ 1. Bedingung für das Entstehen von Schwingungen.

Der Lichtbogen brenne bei abgeschaltetem Schwingungskreis und dem Speisestrom i_g. Schaltet man nun den Schwingungskreis zu (durch Schließen des Schalters S in Fig. 1), so tritt im Hochfrequenzkreis ein Ladestrom i auf, dessen Anfangsamplitude ist:

$$J_{t=0} \sim \omega_1 C v_{gl},$$

worin v_{gl} die am Lichtbogen vorhandene Gleichstromspannung und ω_1 die Kreisfrequenz des Ladekreises bedeutet. Für den Antennenkreis einer drahtlosen Sendestation ist diese Amplitude klein gegen i_g.

Infolge des Stromes i mit der kleinen Amplitude $J_{t=0}$ findet eine Leistungszufuhr von der Speiseleitung an den Schwingungskreis statt. Gleichzeitig wird im Ohmschen Widerstande des Hochfrequenzkreises Leistung verbraucht.

Ist die Leistungszufuhr kleiner als der Leistungsverbrauch, so klingt der entstandene Ladestrom auf Null ab. Ist dagegen die Leistungszufuhr größer als der Leistungsverbrauch, so steigt die Amplitude des Stromes i an und es entstehen ungedämpfte Schwingungen.

Für sehr kleine Werte von J kann die Charakteristik $v_l = f(i_l)$ in der Nähe des Stromes i_g durch ihre Tangente im Punkte i_g ersetzt werden. Ist dann der Neigungswinkel dieser Tangente gegen die Horizontale gleich α, so wird die Leistungszufuhr für kleine Werte von J (vgl. S. 41, § 3):

$$W = \tfrac{1}{2} \operatorname{tg} \alpha J^2.$$

Der Leistungsverbrauch ist:

$$A = \tfrac{1}{2} R J^2.$$

Damit also die Amplitude zunimmt und ungedämpfte Schwingungen entstehen, muß

$$\text{tg}\,\alpha > R$$

sein.

Die Bedingung für das automatische Entstehen von Schwingungen ist also, daß die trigonometrische Tangente des Neigungswinkels, welchen die Tangente der Charakteristik im Punkte i_g mit der Horizontalen bildet, größer ist als der Widerstand des Schwingungskreises. (Dudellsche Bedingung.)

§ 2. Ansteigende Amplitude.

Ist die Dudellsche Bedingung erfüllt, so ist ein Überschuß von Leistungszufuhr über Leistungsverbrauch bei kleinen Amplituden vorhanden. Dieser Überschuß dient dazu, die Amplitude zu erhöhen. Solange die Zufuhr größer als der Verbrauch ist, steigt die Amplitude an. Stationärer Zustand tritt bei der Amplitude ein, für welche der Verbrauch gleich der Zufuhr wird. Diese Endamplitude läßt sich bei vorgegebener Mittelcharakteristik und für irgendeinen Schwingungskreis am einfachsten graphisch ermitteln. Trägt man in Abhängigkeit von J die Leistungszufuhr und den Leistungsverbrauch auf, so steigt die Amplitude J an, solange die Kurve der Leistungszufuhr höher liegt als die des Leistungsverbrauches. Der Schnittpunkt der Kurven gibt die Endamplitude.

Im folgenden ist bei den Kurven der Leistungszufuhr die Leistung weggelassen, welche während des Ladestadiums dem Ohmschen Widerstande des Hochfrequenzkreises zugeführt wird. (Vgl. S. 48, II b.) Ebenso ist bei der Kurve des Leistungsverbrauches die Leistung nicht berücksichtigt, welche in diesem Ohmschen Widerstande während des Ladestadiums verzehrt wird. Beide Beträge sind gleich und heben sich also für die Energiebilanz auf.

a) Geradlinige Charakteristik.

Betrachtet man die Kurven der Fig. 33, welche für die geradlinige Mittelcharakteristik nach der Art der der Fig. 9 gelten, so ergeben sich besonders einfache Verhältnisse. Die Kurve I gibt die gesamte Leistungszufuhr, welche für die Aufrechterhaltung des Schwingungsstadiums zur Verfügung steht. Sie setzt sich im Gebiete der Schwingungen zweiter Art aus den Beiträgen des Schwingungs- und des Ladestadiums zusammen. (Siehe S. 43, § 4, Ia und S. 48, II.) Der letztere Beitrag, der für $J \gtrless i$ sehr klein ist, ist die Differenz zwischen der gestrichelten und der ausgezogenen Kurve I.

Fernerhin sind eine Anzahl Kurven II eingezeichnet, welche den Leistungsverbrauch während des Schwingungsstadiums für verschiedene Werte von R darstellen.

Für den Wert $R = 4$ Ohm liegt bei der behandelten Charakteristik die Kurve des Leistungsverbrauches höher als die der Leistungszufuhr. Etwa entstandene Schwingungen klingen also ab.

Für Werte von $R < \text{tg}\,\alpha$ liegt die Verbrauchskurve im Gebiete der Schwingungen erster Art überall unterhalb der Leistungszufuhrkurve. Die Schwingung steigt also an und erreicht einen Wert $J > i_g$.

Schwingungen erster Art können nicht bestehen. Wird $J > i_g$, so fällt die Leistungszufuhr erheblich ab, während der Verbrauch zunächst für Werte von J, die ganz wenig größer sind als i_g, zwar sehr wenig abfällt, dann aber wieder erheblich ansteigt. Ist nun $\text{tg}\,\alpha = a$ nur wenig größer als R, so schneiden sich die beiden Kurven bei einer Amplitude J, die nur wenig von i_g verschieden ist. Aber selbst wenn a erheblich größer ist als R, wird die Endamplitude nicht sehr viel größer als i_g. Z. B. ergibt die Charakteristik, welche der Fig. 33 zugrunde gelegt ist, worin $a = 3{,}3$ ist, folgendes Resultat für die Endamplitude J bei verschiedenen Werten von R:

$R = 1$ Ohm $J/i_g = 1{,}27$
$R = 2$ „ $J/i_g = 1{,}1$
$R = 3$ „ $J/i_g = 1{,}02$.

Dabei ist für geradlinige Mittelcharakteristik dieses Resultat beinahe unabhängig vom Strome i_g.

b) Gekrümmte Mittelcharakteristik. Fall der gleichseitigen Hyperbel.

Fig. 34 stellt Leistungszufuhr in Abhängigkeit von der Amplitude (Kurve I) und ebenso Leistungsverbrauch für verschiedene Werte von R im Bereiche der Schwingungen erster und zweiter Art dar, für die Charakteristik

$$v_l = 200 + \frac{40000}{30 + i_{l\,(\text{Ampere})}}$$

und den Speisestrom $i_g = 100$ und $i_g = 175$. Es ist ohne weiteres ersichtlich, daß die Ver-

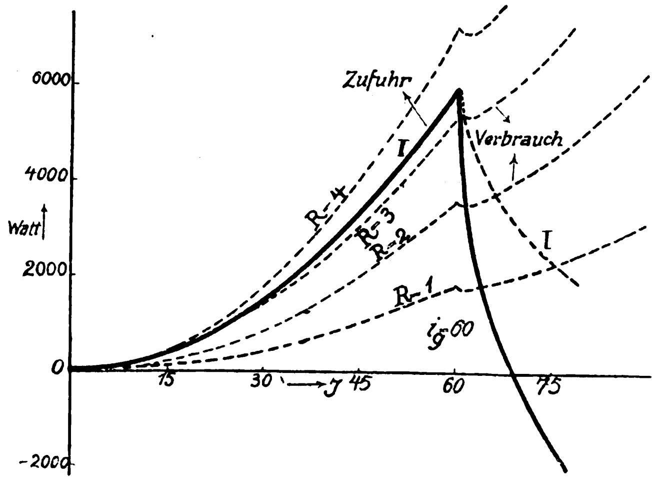


Fig. 33.

hältnisse ganz ähnlich liegen wie bei geradliniger Charakteristik. Falls $\operatorname{tg}\alpha > R$ ist, oder $R < 2,36$ Ohm, so entstehen bei einem Speisestrome $i_g = 100$ Amp. Schwingungen. Stationäre Verhältnisse im Bereiche der Schwingungen erster Art sind nicht möglich, da die Leistungszufuhr größer als der Leistungsverbrauch ist für alle Werte von $J < i_g$. Im Bereiche der Schwingungen zweiter Art aber treten stationäre Verhältnisse ein, und zwar bei einer Endamplitude, die nur wenig größer ist als i_g. Der Grund ist wiederum der, daß dem Anstieg der Amplitude über i_g hinaus ein rapider Abfall der Leistungszufuhr entspricht.

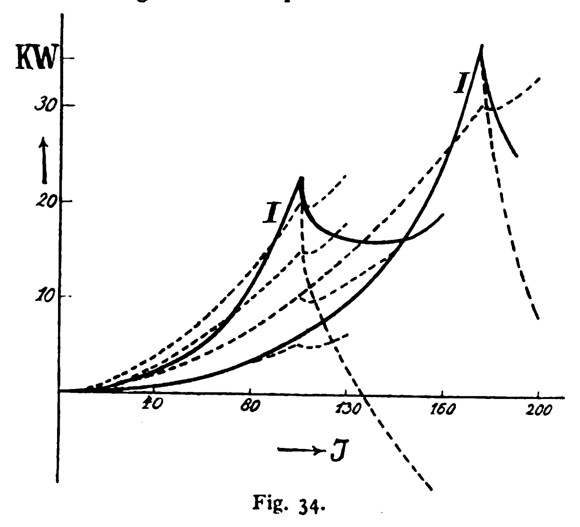


Fig. 34.

Aus der Fig. 34 ergeben sich für den behandelten Fall die folgenden Resultate:

$R = 1$ Ohm $J/i_g = 1,8$
$R = 2$ „ $J/i_g = 1,44$
$R = 3$ „ $J/i_g = 1,1$ } Siehe Schlußsatz
$R = 4$ „ $J/i_g = 1,01$ } dieses Kapitels!

c) Beliebige Mittelcharakteristik. Möglichkeit stationärer Schwingungen erster Art.

Bei der Charakteristik von der Form

$$v_l = v_0 - a\,i_l + b\,i_l^2 + c\,i_l^3,$$

dargestellt in Fig. 11, ergibt sich für die Leistungszufuhr beim Speisestrome $i_g = 100$ die Kurve I der Fig. 35. Eingezeichnet sind ferner wiederum die Kurven II des Leistungsverbrauches für verschiedene Werte von R. Es zeigt sich nun, daß je nach der Größe von R zwei Fälle möglich sind, vorausgesetzt, daß die Dudellsche Bedingung erfüllt ist.

1. Die Kurve I liegt im Bereiche der Schwingungen erster Art überall höher als die Kurve II (Fig. 35).
2. Kurven I und II schneiden sich bei einer Amplitude $J < i_g$, also im Bereiche der Schwingungen erster Art (Fig. 36).

Der erste Fall zeigt dieselben Erscheinungen wie die schon behandelten Charakteristiken. Es kommen Schwingungen zweiter Art zustande, deren Amplitude zwar von R abhängt, aber niemals erheblich größer ist als i_g.

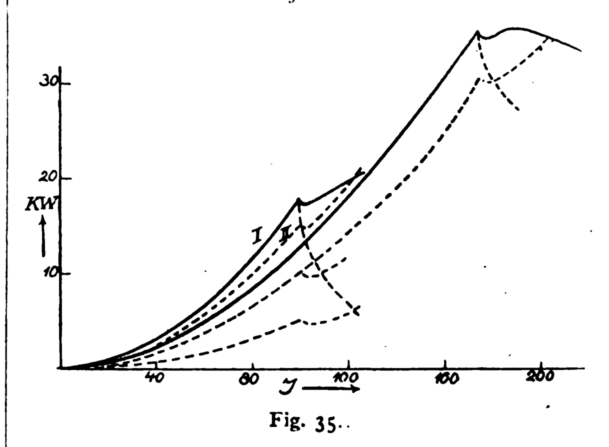


Fig. 35.

Im zweiten Falle kommen stationäre Schwingungen erster Art zustande, deren Amplitude sehr erheblich von R abhängt.

Schwingungen dieser Art werden für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie nicht verwendet, weil eine geringfügige Änderung der Charakteristik, wobei $\operatorname{tg}\alpha$ sich nur um wenige Prozente ändert, ganz gewaltige Amplitudenschwankungen hervorbringen würde, wie Fig. 36 veranschaulicht.

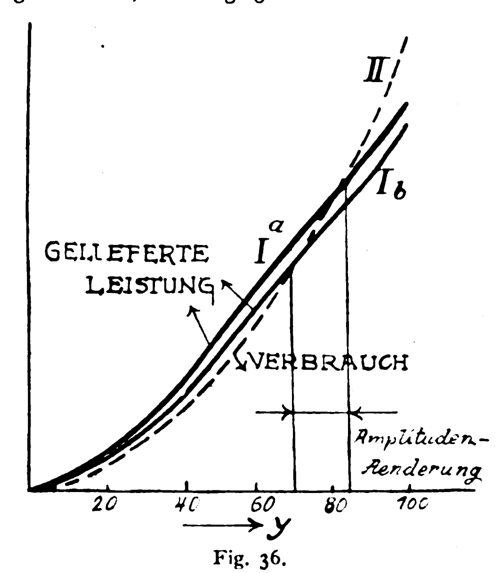


Fig. 36.

§ 3. Rechnerische Ermittlung des Anstieges der Amplitude.

a) Allgemeines.

Während die graphische Methode die Endamplitude angibt, bei welcher stationäre Verhältnisse eintreten, gibt sie keinerlei Auskunft über den Anstieg der Amplitude von irgendeinem, irgend-

wie erzeugten kleinen Betrage auf die Größe, bei welcher das System verbleibt.

Eine von J. Zenneck[1]) angewandte analytische Methode gestattet, den Anstieg einer einmal entstandenen Schwingung kleiner Amplitude bis auf die Endamplitude zu verfolgen.

Für die Berechnung der Leistungszufuhr und des Leistungsverbrauches wird sinusförmiger Stromverlauf während jeder Periode angenommen. Es wird also mit einem Mittelwert der Stromamplitude während jeder Periode gerechnet, wobei dieser Mittelwert sich im allgemeinen von Periode zu Periode ändert.

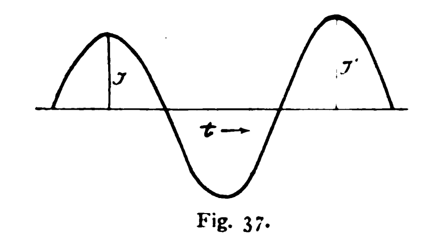


Fig. 37.

In Fig. 37 seien J und J' die positiven Strommaxima zweier aufeinanderfolgender Perioden. Dann ist die im Schwingungskreise enthaltene magnetische Energie in beiden Zeitpunkten $\frac{1}{2} L J^2$ bzw. $\frac{1}{2} L J'^2$. Die elektrische Energie des Kreises ist in beiden Fällen die gleiche, nämlich $\frac{1}{2} C v'^2$. Die gesamte Energiezunahme des Kreises in der Zeit τ einer Periode ist also

$$\tfrac{1}{2} L J'^2 - \tfrac{1}{2} L J^2 = \tfrac{1}{2} \Delta (L J^2).$$

Diese Energiezunahme muß gleich der Differenz von Energiezufuhr und Energieverbrauch sein. Ist der Anstieg der Amplitude während einer Periode klein, so daß $\frac{\Delta J}{J} \ll 1$ ist, so ist der Fehler, der dadurch gemacht wird, daß in die Bilanz die für stationären sinusförmigen Stromverlauf berechneten Werte eingesetzt werden, vernachlässigbar klein.

Es wird dann

$$\tfrac{1}{2} \Delta (L J^2) = (W - A)\tau.$$

Da nur der Verlauf der Amplitude von Periode zu Periode ermittelt werden soll, so ist die kürzeste Zeit, die interessiert, die Periode τ. Man kann sie also als Zeitelement Δt betrachten. Dann ergibt sich die folgende Gleichung:

$$L \Delta (J^2) = 2 (W - A) \Delta t.$$

Hierauf können die Regeln der Differentialgleichungen angewandt werden und man kann schreiben:

$$L\, d(J^2) = 2 (W - A)\, dt.$$

[1]) Ann. d. Phys. **43**, S. 481, **44**, S. 97, 1914.

b) Schwingungen erster Art.

1. Geradlinige Mittelcharakteristik.

Für $J < i_g$, d. h. Schwingungen erster Art, und für geradlinige Mittelcharakteristik war

$$W = \tfrac{1}{2} \operatorname{tg} \alpha\, J^2,$$
$$A = \tfrac{1}{2} R J^2.$$

Die Differentialgleichung für die Amplitude wird also:

$$L\, d(J^2) = (\operatorname{tg} \alpha - R) J^2\, dt.$$

Also:

$$\frac{d J^2}{J^2} = \frac{\operatorname{tg} \alpha - R}{L}\, dt,$$

$$J^2 = \mathfrak{C}\, e^{\frac{\operatorname{tg} \alpha - R}{L} t},$$

$$J = \mathfrak{C}\, e^{\frac{\operatorname{tg} \alpha - R}{2L} t}.$$

Dabei bedeutet $\mathfrak{C}$ den Anfangswert der Amplitude, da für $t = 0$ $J = \mathfrak{C}$ sein muß.

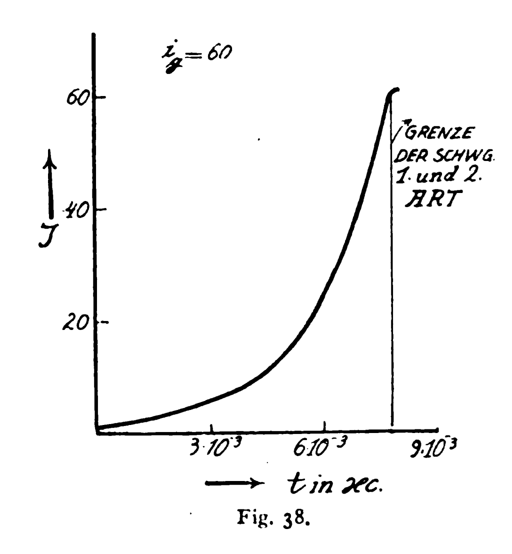


Fig. 38.

Ist $R > \operatorname{tg} \alpha$, so verschwindet die Schwingung, ist $R < \operatorname{tg} \alpha$, so nimmt die Amplitude der Schwingung zu, und zwar stets bis $J = i_g$, der Grenze der Schwingungen erster Art. In Fig. 38 ist der Anstieg der Amplitude für einen Kreis dargestellt, in welchem

$$\operatorname{tg} \alpha = 3, \quad R = 2 \text{ Ohm}. \quad L = 10^6 \text{ cm}$$

ist und die Anfangsamplitude $0{,}02\, i_g$ beträgt. In diesem Beispiel würde es ungefähr 250 Perioden dauern, bis $J = i_g$ geworden ist. Wäre $\operatorname{tg} \alpha - R$ größer, so ginge der Anstieg schneller vonstatten.

2. Gekrümmte Mittelcharakteristik.

Für die gekrümmte Charakteristik von der Form

$$v_l = v_0 - a\, i_l + b\, i_l^2 + c\, i_l^3$$

ergab sich die übertragene Leistung zu

$$W = \tfrac{1}{2} (\operatorname{tg} \alpha - \tfrac{3}{4} c J^2) J^2.$$

Wird dieser Wert in die Differentialgleichung der Amplitude eingesetzt, so ergibt sich

$$L\,d(J^2) = (\mathrm{tg}\,\alpha - \tfrac{3}{4}\,c\,J^2 - R)\,dt\,.$$

Substituiert man $J^2 = y$ und trennt die Variablen, so wird

$$dt = L\,\frac{dy}{(\mathrm{tg}\,\alpha - R - \frac{3}{4}\,c\,y)\,y}\,.$$

Durch Partialbruchzerlegung wird das

$$dt = \frac{L}{\mathrm{tg}\,\alpha - R}\,\frac{dy}{y} + \frac{3\,c\,L}{4\,(\mathrm{tg}\,\alpha - R)}\,\frac{dy}{(\mathrm{tg}\,\alpha - R - \frac{3}{4}\,c\,y)}\,.$$

Die Integration ergibt

$$t = \frac{L}{\mathrm{tg}\,\alpha - R}\,\{\lg y - \lg(\mathrm{tg}\,\alpha - R - \tfrac{3}{4}\,c\,y)\}\,.$$

Oder

$$\mathfrak{C}\,e^{\frac{\mathrm{tg}\,\alpha - R}{L}\,t} = \frac{y}{\mathrm{tg}\,\alpha - R - \frac{3}{4}\,c\,y}$$

$$(\mathrm{tg}\,\alpha - R - \tfrac{3}{4}\,c\,y)\,\mathfrak{C}\,e^{\frac{\mathrm{tg}\,\alpha - R}{L}\,t} = y$$

$$y\left(1 + \mathfrak{C}\,\tfrac{3}{4}\,c\,e^{\frac{\mathrm{tg}\,\alpha - R}{L}\,t}\right) = (\mathrm{tg}\,\alpha - R)\,\mathfrak{C}\,e^{\frac{\mathrm{tg}\,\alpha - R}{L}\,t}\,.$$

Folglich

$$y = \frac{\mathfrak{C}\,(\mathrm{tg}\,\alpha - R)\,e^{\frac{\mathrm{tg}\,\alpha - R}{L}\,t}}{1 + \mathfrak{C}\,\frac{3}{4}\,c\,e^{\frac{\mathrm{tg}\,\alpha - R}{L}\,t}}\,.$$

Der Anfangswert der Amplitude sei J_0, dann wird

$$\mathfrak{C} = \frac{J_0^2}{\mathrm{tg}\,\alpha - R - \frac{3}{4}\,c\,J_0^2}\,.$$

Also

$$J^2 = \frac{\dfrac{J_0^2}{\mathrm{tg}\,\alpha - R - \frac{3}{4}\,c\,J_0^2}\,(\mathrm{tg}\,\alpha - R)\,e^{\frac{\mathrm{tg}\,\alpha - R}{L}\cdot t}}{1 + \dfrac{J_0^2}{\mathrm{tg}\,\alpha - R - \frac{3}{4}\,c\,J_0^2}\,\frac{3}{4}\,c\,e^{\frac{\mathrm{tg}\,\alpha - R}{L}\,t}}\,.$$

Nach diesem Resultate, das schon in der Arbeit von J. **Zenneck** angegeben ist, steigt die Amplitude an, wenn $\mathrm{tg}\,\alpha > R$ und zwar bis zu dem Werte

$$J_{\max} = \sqrt{\frac{\mathrm{tg}\,\alpha - R}{\frac{3}{4}\,c}}\,,$$

falls $J_{\max} < i_g$; in diesem Falle erhält man stationare Schwingungen erster Art. In allen praktisch in Frage kommenden Fällen, ist jedoch $J_{\max} \gg i_g$ und der Anstieg folgt der oben abgeleiteten Gleichung nur bis zum Punkte $J = i_g$.

In Fig. 39 ist der Anstieg der Amplitude vom Anfangswert $J = 0{,}02\,i_g$ bis zum Punkte $J = i_g$ für die in Fig. 11 dargestellte Charakteristik I aufgezeichnet. Solange J klein ist, verläuft der Anstieg ähnlich wie bei gerader Mittelcharakteristik. Bei größeren Werten von J wird infolge des geringeren Überschusses der Energiezufuhr der Anstieg langsamer.

Nimmt man die Mittelcharakteristik in der Form

$$v_l = a + \frac{b}{J_0 + i_l}$$

an, so ist die Lösung der Differentialgleichung mit Schwierigkeiten verbunden. Doch ist aus dem Verlauf der Kurve für die Leistungszufuhr ersichtlich, daß der Anstieg, falls $\mathrm{tg}\,\alpha > R$ ist, schneller erfolgt als bei geradliniger Mittelcharakteristik, und daß unter allen Umständen die Amplitude bis $J = i_g$ zunimmt, falls die Mittelcharakteristik sich in der angegebenen Form darstellen läßt.

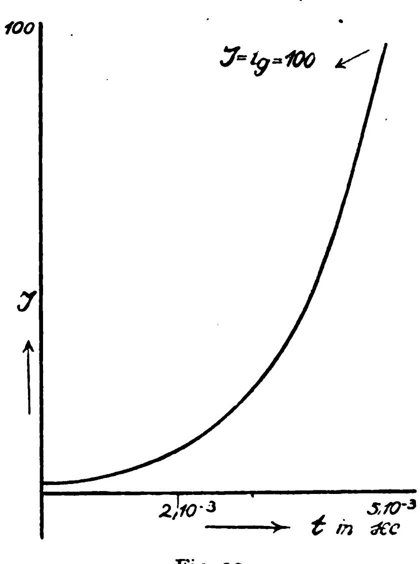


Fig. 39.

c) Schwingungen zweiter Art.

Bei Anstieg der Amplitude über i_g hinaus gelten für die Abhängigkeit der Leistungszufuhr von der Amplitude die komplizierten, auf Seite 44 abgeleiteten Beziehungen. Die Differentialgleichung des Amplitudenanstiegs mit diesen Ausdrücken zu integrieren scheint aussichtslos. Es soll infolgedessen die Kurve, welche W als Funktion von J für $J > i_g$ darstellt, angenähert werden durch die einfachere Funktion

$$W = -\frac{m}{i_g^2}\,J^2 + \frac{n}{i_g^4}\,J^4 + C\,,$$

wobei die Konstanten m, n und C so bestimmt werden sollen, und tatsächlich so bestimmt werden können, daß gute Annäherung für Werte von $J/i_g > 1 < 1{,}5$ besteht.

Der Leistungsverlust im **Ohm**schen Widerstande, dessen Änderung in Abhängigkeit von der Amplitude bestimmt worden ist, werde als konstant und gleich $\frac{1}{2}\,R\,i_g^2$ angenommen. Solange es

sich um Werte der Amplitude J handelt, die wenig größer sind als i_g, ist die Annahme zulässig, da die dabei gemachte Vernachlässigung ganz gering ist, wie Fig. 32 zeigt.

Die Differentialgleichung der Amplitude, giltig für $J > i_g$, lautet dann

$$L\,d(J^2) = 2\left(-\frac{m}{i_g^2}J^2 + \frac{n}{i_g^4}J^4 + C - \tfrac{1}{2}R\,i_g^2\right)dt\,.$$

Substituiert man $J^2 = y$ und $C - \frac{1}{2}R\,i_g^2 = C'$, so erhält man

$$L\frac{dy}{dt} = -\frac{2m}{i_g^2}y + \frac{2n}{i_g^4}y^2 + 2C',$$

oder

$$dt = \frac{L\,i_g^4}{2n}\cdot\frac{dy}{y^2 - \frac{m}{n}i_g^2 y + \frac{C'}{n}i_g^4}.$$

Zwecks Integration wird die rechte Seite in Partialbrüche zerlegt. Es ist

$$y^2 - \frac{m}{n}i_g^2 y + \frac{C'}{n}i_g^4$$

$$= \left[y - \frac{1}{2}\frac{m}{n}i_g^2 + \sqrt{\left(\frac{1}{2}\frac{m}{n}i_g^2\right)^2 - \frac{C' i_g^4}{n}}\right]$$

$$\cdot\left[y - \frac{1}{2}\frac{m}{n}i_g^2 - \sqrt{\left(\frac{1}{2}\frac{m}{n}i_g^2\right)^2 - \frac{C' i_g^4}{n}}\right].$$

Setzt man

$$\frac{1}{2}\frac{m}{n}i_g^2 = \alpha \quad \text{und} \quad \sqrt{\left(\frac{1}{2}\frac{m}{n}i_g^2\right)^2 - \frac{C'}{n}i_g^4} = \beta,$$

so ist

$$\frac{1}{y^2 - \frac{m}{n}i_g^2 y + \frac{C'}{n}i_g^4} = \frac{M}{y - \alpha + \beta} + \frac{N}{y - \alpha - \beta}.$$

Durch Ausmultiplizieren ergibt sich

$$1 = M(y - \alpha - \beta) + N(y - \alpha + \beta).$$

Durch Gleichsetzen der Faktoren von y erhält man

$$M = -N,$$

und durch Einsetzen

$$-N(y - \alpha - \beta) + N(y - \alpha + \beta) = 1$$

$$N = \frac{1}{2\beta}; \quad M = -\frac{1}{2\beta}.$$

Also

$$dt = \frac{L\,i_g^4}{4n\beta}\left\{\frac{dy}{y - \alpha - \beta} - \frac{dy}{y - \alpha + \beta}\right\}.$$

Durch Integration ergibt sich

$$t = \frac{L\,i_g^4}{4n\beta}\{\lg(y - \alpha - \beta) - \lg(y - \alpha + \beta)\} + C.$$

Daraus

$$\mathfrak{C}\,e^{\frac{4n\beta}{i_g^4}\frac{1}{L}\cdot t} = \frac{y - \alpha - \beta}{y - \alpha + \beta}$$

$$(y - \alpha + \beta)\,\mathfrak{C}\,e^{\frac{4n\beta}{i_g^4}\frac{1}{L}t} = y - \alpha - \beta$$

$$y\left(\mathfrak{C}\,e^{\frac{4n\beta}{i_g^4}\frac{1}{L}t} - 1\right) = -\alpha - \beta + (\alpha - \beta)\,\mathfrak{C}\,e^{\frac{4n\beta}{i_g^4}\frac{1}{L}t}.$$

Folglich

$$y = \frac{-\alpha - \beta + (\alpha - \beta)\,\mathfrak{C}\,e^{\frac{4n\beta}{i_g^4}\frac{1}{L}t}}{\mathfrak{C}\,e^{\frac{4n\beta}{i_g^4}\frac{1}{L}t} - 1}.$$

Diese Gleichung stellt das Anwachsen der Amplitude im Bereiche der Schwingungen zweiter Art dar.

Für die Bestimmung von $\mathfrak{C}$ dient die Bedingung daß für $t = 0$, den Moment, in welchem die Amplitude in das Gebiet der Schwingungen zweiter Art übergeht, $y = i_g^2$ sein muß.

Es ist also

$$i_g^2 = \frac{-\alpha - \beta + (\alpha - \beta)\,\mathfrak{C}}{\mathfrak{C} + 1},$$

daher

$$\mathfrak{C} = \frac{i_g^2 - \alpha - \beta}{i_g^2 - \alpha + \beta},$$

das ergibt durch Einsetzen

$$J^2 = \frac{-\alpha - \beta + (\alpha - \beta)\dfrac{i_g^2 - \alpha - \beta}{i_g^2 - \alpha + \beta}e^{\frac{4n\beta}{i_g^4}\frac{1}{L}t}}{\dfrac{i_g^2 - \alpha - \beta}{i_g^2 - \alpha + \beta}e^{\frac{4n\beta}{i_g^4}\frac{1}{L}t} - 1}.$$

Als Endamplitude erhält man, durch Auswerten des unbestimmten Ausdrucks ∞/∞ für $t = \infty$

$$J_{(t=\infty)} = \sqrt{\alpha - \beta}.$$

Um das im vorstehenden ausgeführte Verfahren an einem Beispiel durchzuführen, werde die in Fig. 28a dargestellte Kurve der Leistungszufuhr (für die Charakteristik nach Fig. 9 $v_l = 700 - 3{,}3\,i_l$ beim Arbeitspunkte $i_g = 60$ Amp.) in Abhängigkeit von J für Werte von $J > i_g < 1{,}5\,i_g$ durch die Gleichung ersetzt

$$W = -73{,}2\frac{J^2}{i_g^2} + 22{,}8\frac{J^4}{i_g^4} + 56{,}35,$$

wobei $R = 3$ Ohm sein soll.

Die gestreckte Kurve der Fig. 28a ist die dieser Annäherung entsprechende. Die Übereinstimmung ist für alle in Frage kommenden Werte des Verhältnisses J/i_g ausreichend. Dabei ist die Annahme gemacht, daß $v' = 0$ ist (siehe S. 48, IIa.)

Es ergeben sich folgende Zahlenwerte

$$\alpha = 1{,}6\,i_g^2 \quad C' = 50{,}95 \quad \beta = \sqrt{0{,}37}\,i_g^2 = 0{,}57\,i_g^2$$

Also

$$J_{(t=\infty)} = 1{,}016\, i_g .$$

Die Endamplitude ist also nicht ganz 2 % größer als der Speisestrom. Der Anstieg der Amplitude geht so vonstatten, daß nach etwa 5 Perioden die Zunahme 1 % beträgt, und daß nach 20 Perioden ($\sim 5 \cdot 10^{-4}$ sec) die Endamplitude praktisch erreicht ist (Fig. 40).

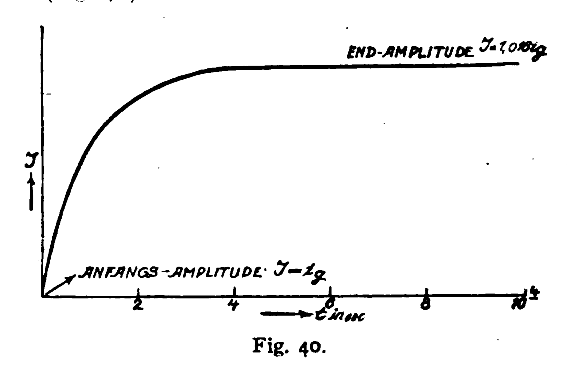


Fig. 40.

Der gesamte Anstieg von J von kleinen Werten an bis zum Endwert ist in Fig. 38 dargestellt. Die Änderung des Anstiegs beim Übergang von Schwingungen erster auf solche zweiter Art, d. h. im Momente wo $J = i_g$ ist, ist scharf ausgeprägt. Bilder, welche J. Zenneck vom Anstieg der Amplitude experimentell aufgenommen und in der häufig zitierten Arbeit veröffentlicht hat, zeigen einen ähnlichen Charakter.

§ 4. Nachträgliche Belastung des Lichtbogens.

a) Allgemeines.

Als Bedingung für das automatische Entstehen von Schwingungen ergab sich das Dudellsche Kriterium, daß $\operatorname{tg} \alpha > R$ bei dem Speisestrom i_g, mit welchem der Bogen arbeitet. Für die Charakteristiken, die in der Praxis beobachtet werden und am einfachsten durch die Gleichung einer verschobenen gleichseitigen Hyperbel sich darstellen lassen, ergeben die Kurven der Fig. 34 einen erheblichen Energieüberschuß beim Übergange von Schwingungen erster auf solche zweiter Art. Gleichgewicht kommt erst dadurch zustande, daß bei weiterem Steigen von J die Energiezufuhr abnimmt.

Die Bedingung für das Bestehenbleiben einmal entstandener Schwingungen zweiter Art sind aber durchaus verschieden von dem Dudellschen Kriterium. Schwingungen zweiter Art bleiben bestehen, falls im Gebiete der Amplituden $J > i_g$ die Energiezufuhr gleich oder größer ist als der Energieverbrauch.

b) Nachträgliche Vergrößerung des Widerstandes im Hochfrequenzkreise.

Es ist also im Falle des Beispieles der Fig. 34 möglich, den Energieverbrauch nachträglich noch wesentlich zu erhöhen, nachdem einmal Schwingungen zweiter Art vorhanden sind. Der äußerste Wert des Energieverbrauchs für den gerade noch die Schwingungen bestehen bleiben, ist, wie die Figur zeigt, der Wert der Energiezufuhr für $J = i_g$.

Der Ausdruck für die Leistungszufuhr ergibt, unter der Annahme einer Mittelcharakteristik von der Form

$$v_l = a + \frac{b}{J_0 + i_l}$$

für den Fall $J = i_g$

$$W = b\left(\frac{i_g + J_0}{\sqrt{2\, i_g J_0 + J_0^2}} - 1\right).$$

Der Leistungsverbrauch im Ohmschen Widerstande des Schwingungskreises ist im selben Falle

$$a = \tfrac{1}{2} R\, i_g^2.$$

Der äußerste Fall, in welchem Schwingungen bestehen bleiben können, ist der, daß

$$\tfrac{1}{2} R\, i_g^2 \leq b\left(\frac{i_g + J_0}{\sqrt{2\, i_g J_0 + J_0^2}} - 1\right)$$

ist.

Das ergibt als maximalen Widerstand im Schwingungskreise, für welchen einmal entstandene Schwingungen zweiter Art bestehen bleiben:

$$R_{\max} = \frac{2b}{i_g^2}\left(\frac{i_g + J_0}{\sqrt{2\, i_g J_0 + J_0^2}} - 1\right).$$

Die Dudellsche Bedingung ergibt als Maximalwert des Widerstandes, bei welchem Schwingungen automatisch entstehen:

$$R'_{\max} = \operatorname{tg} \alpha = \frac{b}{(J_0 + i_g)^2}.$$

Nachdem Schwingungen mit dem Widerstande $R'_{\max}$ im Schwingungskreise entstanden sind, kann nachträglich eine Erhöhung des Widerstandes und damit eine Vergrößerung der Belastung des Lichtbogengenerators vorgenommen werden, bis $R_{\max}$ erreicht ist. Über den Grad der Möglichkeit der Steigerung der Belastung gibt das Verhältnis $R_{\max} : R'_{\max}$ Auskunft. Es ist:

$$R_{\max} : R'_{\max} = \frac{2b}{i_g^2}\left(\frac{i_g + J_0}{\sqrt{2\, i_g J_0 + J_0^2}} - 1\right) : \frac{b}{(i_g + J_0)^2}.$$

Dieses Verhältnis ist unabhängig von den Konstanten a und b der Gleichung der Charakteristik. Es hängt allein von der Konstanten J_0 und dem Speisestrome i_g ab. Es ist um so größer, je größer der Speisestrom. Um eine Auswertung des Verhältnisses vorzunehmen, die für irgendeine Charakteristik der Form

$$v_l = a + \frac{b}{J_0 + i_l}$$

brauchbar ist, werde $i_g = n\, J_0$ gesetzt, wobei im Auge behalten werden muß, daß es sich lediglich

um eine Rechnungsmaßnahme handelt, da der Konstanten J_0 eine physikalische Bedeutung nicht zukommt. Damit wird

$$\frac{R_{\max}}{R'_{\max}} = \frac{2(n+1)^2}{n^2}\left(\frac{n+1}{\sqrt{2n+1}} - 1\right).$$

Fig. 41.

Fig. 41 gibt diese Verhältniszahl in Abhängigkeit von n bis zu $n = 20$. Außerdem aber ist der Wert des Speisestromes i_g für den Fall der schon mehrfach den Kurven dieser Arbeit zugrunde gelegten Charakteristik

$$v_l = 200 + \frac{40000}{30 + i_l}$$

der Fig. 10 angeschrieben. Man sieht, daß für größere Werte von i_g die nachträgliche Belastung lierbar, sondern der Speisestrom. Es entsteht also die Frage, ob und inwieweit der Speisestrom gesteigert werden kann, nachdem einmal Schwingungen zweiter Art entstanden sind.

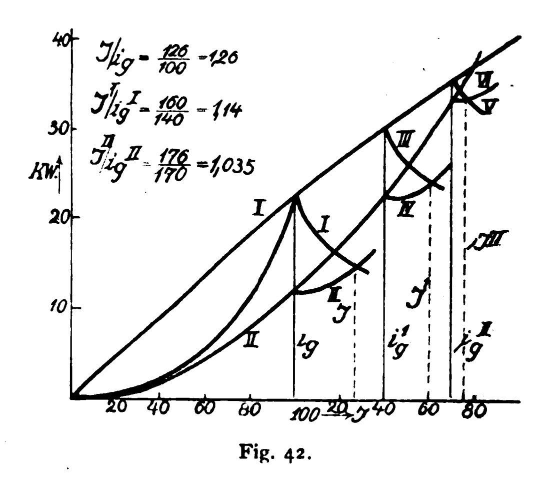


Fig. 42.

In Fig. 42 stellt die Kurve I die Leistungszufuhr in Abhängigkeit von der Amplitude bei der Charakteristik

$$v_l = 200 + \frac{40000}{30 + i_l}$$

und dem Speisestrom $i_g = 100$ Amp. dar. Schwingungen entstehen automatisch, wenn $\operatorname{tg} \alpha \geqq R$. Für den Fall $\operatorname{tg} \alpha = R$, also den Grenzfall, bei welchem noch automatische Schwingungserzeugung eintritt, ist die Kurve II des Leistungsverbrauches eingezeichnet. Es entstehen Schwingungen zweiter

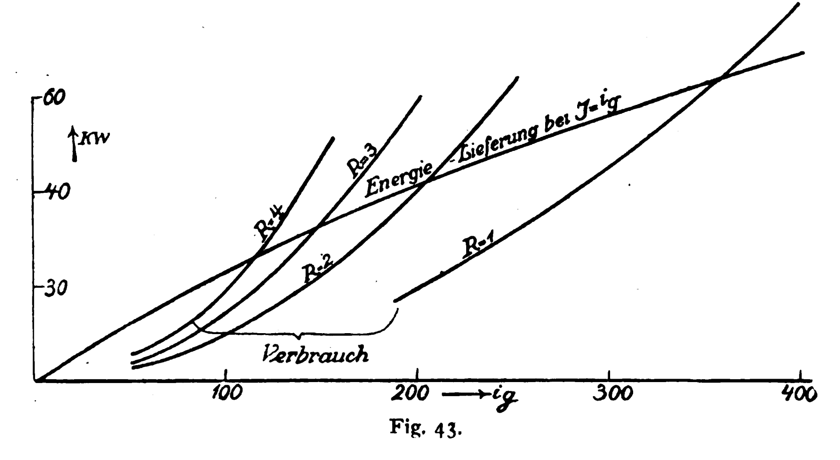


Fig. 43.

des Lichtbogens bis zu ganz erheblichen Beträgen möglich ist. Für $i_g = 100$, 150 bzw. 200 Amp. kann der Widerstand des Schwingungskreises nachträglich auf das 1,9-, 2,33- bzw. 2,65fache desjenigen Wertes erhöht werden, bei welchem gerade noch Schwingungen automatisch entstehen.

c) Nachträgliche Vergrößerung des Speisestromes.

Bei Sendeanlagen für drahtlose Telegraphie ist nicht der Widerstand des Schwingungskreises regu-

Art, von der Amplitude $J > i_g$, gegeben durch den Schnittpunkt der Kurven I und II. Wird nun der Speisestrom auf den Wert i_g' erhöht, so ändern sich die Kurven für Leistungszufuhr und Leistungsverbrauch. Sie nehmen jetzt die Form der Kurven III und IV an. Der Schnittpunkt dieser beiden Kurven ergibt die Amplitude $J' > J$, wobei $J' > i_g'$ ist. Das Verhältnis von Amplitude zu Speisestrom J'/i_g' ist aber kleiner geworden.

Eine weitere Steigerung des Speisestromes von i_g' auf i_g'' hat wiederum eine Erhöhung der Amplitude auf J'' zur Folge, wie die zugehörigen Kurven V und VI zeigen. Wiederum aber ist das Verhältnis $J''/i_g'' < J'/i_g'$. Durch die Nachregulierung des Speisestromes nähern sich die Verhältnisse im Schwingungskreise immer mehr dem Falle, daß $J = i_g$ ist.

Dieser Fall, und damit das Maximum des Speisestromes, bei welchem Schwingungen bestehen bleiben, wird erreicht, wenn i_g so gewählt ist, daß die Verbrauchskurve für $J = i_g$ (Kurve II, Fig. 42) die Leistungszufuhrkurve (I) für $J = i_g$ im Punkte i_g schneidet. Dabei ist die Kurve II gegeben durch den Ausdruck $\frac{1}{2} R i_g^2$, Kurve I durch den Ausdruck

$$b\left(\frac{i_g + J_0}{\sqrt{2\, i_g J_0 + J_0^2}} - 1\right).$$

Bei absoluter Konstanz des Speisestromes könnten bei diesem $i_{g_{max}}$ gerade noch ungedämpfte Schwingungen bestehen bleiben. Steigert man den Speisestrom über $i_{g_{max}}$ hinaus, so fällt der Schnittpunkt zwischen der Kurve der Leistungszufuhr und der Kurve des Leistungsverbrauches in das Gebiet der Schwingungen erster Art. Der Schnittpunkt stellt aber einen unstabilen Betriebszustand dar: Die Schwingungen fallen also ab und verschwinden.

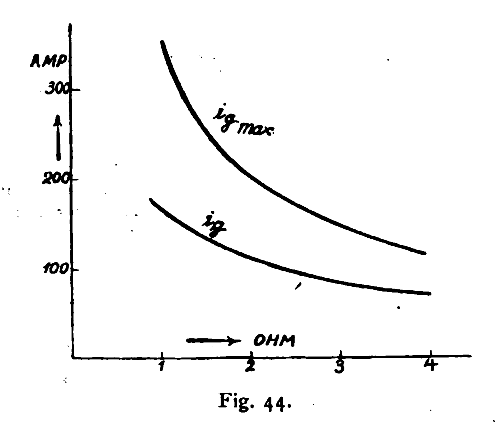


Fig. 44.

Bei gegebenem Widerstande R im Schwingungskreise ist also eine Steigerung des Speisestromes, nachdem Schwingungen zweiter Art erzeugt sind, möglich, und zwar von dem Werte

$$i_g = \sqrt{\frac{b}{R}} - J_0,$$

bei welchem eben noch Schwingungen entstehen, bis zum Werte $i_{g_{max}}$, der sich aus der Gleichung ergibt:

$$\frac{1}{2} R i_{g_{max}}^2 = b\left(\frac{i_{g_{max}} + J_0}{\sqrt{2\, i_{g_{max}} J_0 + J_0^2}} - 1\right).$$

In Fig. 43 ist diese Gleichung graphisch für verschiedene Werte von R gelöst. In Fig. 44 sind, in Abhängigkeit von R, die zueinander gehörigen Werte von i_g und $i_{g_{max}}$ eingetragen. Es ergibt sich, daß bei der behandelten Charakteristik bei Werten von R zwischen 1 und 4 Ohm eine nachträgliche Steigerung des Speisestromes um mindestens 75 % und eine nachträgliche Steigerung der Stromamplitude um mindestens 70 % möglich ist.

(Schluß folgt.)

Besprechungen.

Huyghens, Chr., **Traité de la Lumière.** Les maitres de la Pensée scientifique. Collections de Mémoirs publiés par les soins de M. Solovine. X und 155 S., 74 Abb. i. T. Gauthier-Villars et Cie., Paris 1920.

Das erste Bändchen einer französischen Sammlung, die der deutschen Sammlung „Ostwald, Klassiker der exakten Wissenschaften" entspricht. Neben dem Text wird eine kurze biographische Notiz über Chr. Huyghens geboten, dagegen fehlen wissenschaftliche Anmerkungen, wie sie die Bändchen der deutschen Sammlung geben. — Nach der Ankündigung der französischen Sammlung sind unter sechzig Nummern folgende deutsche Werke vorgesehen: Hertz, Elektrodynamische Gleichungen; Helmholtz, Abhandlungen über Hydrodynamik; Gauß, Methode der kleinsten Quadrate; Gauß, Allgemeine Untersuchungen über die krummen Oberflächen. W. Hort.

Wiener, O., **Physik und Kulturentwicklung durch technische und wissenschaftliche Erweiterung der menschlichen Naturanlagen.** 2. Aufl. X und 118 S, 72 Abb. i. T. Teubner, Leipzig und Berlin 1921.

Herbert Spencer hat einmal gesagt, daß Werkzeuge und Maschinen als künstliche Ausdehnungen der menschlichen Gliedmaßen anzusehen sind, ebenso wie die physikalischen Instrumente den Bereich unserer Sinne vergrößern. Diesen Gedanken hat der Verfasser (in mazedonischen und ukrainischen Frontvorträgen der Jahre 1917 und 1918) weiter ausgebaut und durch die Beziehungen zugespitzt, die zwischen der Erweiterung des menschlichen Geistes und den Fortschritten der Wissenschaft bestehen.

So bietet sich dem Leser ein sehr reizvolles Bild von den Zusammenhängen der Kultur mit Naturwissenschaft und Technik, mit interessanten philosophischen Ausblicken, das zu genießen allerseits empfohlen werden kann. W. Hort.

Mosler, H., **Einführung in die moderne drahtlose Telegraphie und ihre praktische Verwendung.** 240 S., 218 Abb. i. T. Friedrich Vieweg & Sohn, Braunschweig 1920. Geh. 24,— M.

Das Buch wendet sich an einen Leserkreis, welcher ohne eingehende mathematische und physikalische Vorkenntnisse in das umfangreiche Gebiet der drahtlosen Telegraphie eingeführt sein will. Dieser Aufgabe wird das Buch in einer sehr klaren und übersichtlichen Form gerecht. Auch die neueste Entwicklung der drahtlosen Telegraphie, die Einführung der Kathodenröhre als Detektor, Verstärker und Sender, sowie die Verwendung der Rahmenantenne beim Empfang wird in einer jedem verständlichen Weise erläutert. Zu eingehenderem Studium stehen dann bekanntlich die Werke von Zenneck, Rein und Moeller zur Verfügung.

Nach einer kurzen geschichtlichen Übersicht werden die Entladungsvorgänge in Kondensatorkreisen, die Abstimmung, die Koppelung und die verschiedenen Formen der Luftleiter behandelt. Dann folgt eine Beschreibung der Sender für gedämpfte und ungedämpfte Schwingungen, der

Empfangsapparate, der Empfängerschaltungen und der Empfangsverstärker. Schließlich wird die Ausbreitung der elektrischen Wellen, die gerichtete drahtlose Telegraphie, die wichtigsten Meßinstrumente, sowie die technische Einrichtung von Stationen und der praktische Betrieb behandelt.

Alberti.

G. Holst, **Leiden Communications 148a.**

Auf Grund von drei Beobachtungsreihen über den Anschluß des Leidener Hauptplatinthermometers an das Wasserstoffthermometer, die in den Jahren 1907, 1908 und 1913 ausgeführt wurden, ist eine Interpolationstabelle berechnet, aus der von $T = 56$ bis $T = 90^0$ für jeden Grad und von $T = 90$ bis $T = 270^0$ für jeden fünften Grad das Widerstandsverhältnis W/W_0 des Platinthermometers bei der absoluten Temperatur T und der Temperatur T_0 des schmelzenden Eises zu entnehmen ist. Diese Tabelle, von der hier leider kein Auszug gegeben werden kann, ist für die Messung tiefer Temperaturen deswegen von Wichtigkeit, weil man bisher für Temperaturen unterhalb $t = 40^0$ C. oder $T = 233^0$ keinen mathematischen Ausdruck für die Beziehung zwischen dem Widerstand des Platins und der Temperatur kennt.

Henning.

J. E. Verschaffelt, **Leiden Communications 148b—148d.**

Führt eine an einem tordierten Draht hängende schwere Kugel Rotationsschwingungen um ihren vertikalen Durchmesser aus, so läßt sich aus der Dämpfung dieser Schwingungen ein Rückschluß auf die Reibungskonstante des umgebenden Mediums ziehen. Für dieses nicht neue Problem werden unter besonderer Berücksichtigung verschiedener Spezialfälle Formeln ermittelt, die die Reibungskonstante aus einfach meßbaren Größen abzuleiten gestatten. Das Ziel ist, die Reibungskonstante des flüssigen Wasserstoffs zu messen; doch enthalten die vorliegenden Arbeiten noch keine experimentellen Ergebnisse in dieser Richtung.

Henning.

W. H. Keesom und H. Kamerlingh Onnes, **Leiden Communications 149a.**

Eine in gasförmigem Zustand bestimmte Stickstoffmasse wurde durch flüssigen Wasserstoff in einem Kalorimeter kondensiert, dann durch eine wohlevakuierte Zwischenschicht thermisch isoliert und zwecks Bestimmung der spezifischen Wärme in dem Kalorimeter bekannter Eigenkapazität elektrisch geheizt. Die Temperaturmessung erfolgte mit einem früher geeichten Golddrahtthermometer. Zwischen $T = 62$ und 15^0 abs. ergab sich ein Abfall der Atomwärme des festen Stickstoffs von $Cp = 5{,}48$ auf $Cp = 1{,}60$, der durch eine Debyesche Funktion mit der Konstanten $\theta = 90$ bis $\theta = 100$ darstellbar ist. Aus diesem Wert, der viel größer ist als für einen einatomigen Körper vom Atomgewicht 14 zu erwarten ist, muß geschlossen werden, daß Stickstoff auch im festen Zustand zweiatomig verbleibt. Im flüssigen Zustand zwischen 64 und 76^0 abs. ergab sich für die Atomwärme des Stickstoffs der Wert $Cp = 6{,}7$. Der Tripelpunkt wurde bei $63{,}06^0$ abs. beobachtet.

Henning.

M. Abraham, **Theorie der Elektrizität.** Zweiter Band: Elektromagnetische Theorie der Strahlung. Vierte Auflage mit 11 Abbildungen im Text. Verlag B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1920. Preis geb. M. 25,60 + 100 % Teuerungszuschlag des Verlages.

Der vorliegende zweite Band des Lehrbuches von M. Abraham über die Theorie der Elektrizität, der im speziellen die elektromagnetische Theorie der Strahlung behandelt, bedarf keiner weiteren Empfehlung. Dieses Buch, das so viel zur Ausbreitung der vektoriellen Rechenoperationen beigetragen hat, ist bereits in weiten Kreisen wohlbekannt und hat vielen Lernenden als Wegweiser durch das weite Feld der Elektrizität gedient.

Die neue Auflage ist gegenüber der dritten fast ungeändert geblieben. Nur in Kleinigkeiten spürt man die bessernde Hand des Autors. An mehreren Stellen sind geringe Kürzungen eingetreten, so daß das Buch einen um 8 Seiten geringeren Umfang erhalten hat als früher, obwohl vielfach auch neuen Ergebnissen der Forschung Rechnung getragen wurde. So ist z. B. in dem Paragraphen über die Magnetisierung der von Einstein und de Haas theoretisch und experimentell geführte Nachweis einer Drehkraft besprochen, die bei der zeitlichen Änderung der Magnetisierung auftritt.

Wenn somit nicht viel Neues über die vierte Auflage des Buches gesagt werden kann, so darf vielleicht bei dieser Gelegenheit noch einmal auf die große Änderung hingewiesen werden, welche dieser zweite Band von der zweiten zur dritten Auflage durchgemacht hat. Neben der früher scharf vertretenen Theorie des starren Elektrons wurde dem Lorentzschen deformierbaren Elektron eine etwas ausgedehntere Behandlung zuteil und vor allem ein umfangreiches Kapitel über die Relativitätstheorie hinzugefügt, in dem die relativistische Dynamik des Elektrons besprochen wurde. Ohne auf die allgemeine Relativitätstheorie näher einzugehen, ist hierbei von vornherein von dem Postulat konstanter Lichtgeschwindigkeit abgesehen und angenommen, daß diese in verschiedenen Systemen verschiedene Werte besitzt. Da andererseits zur Vermeidung von Komplikationen die Lichtgeschwindigkeiten wieder gleichgesetzt werden, so erscheint jene Abweichung von der üblichen Darstellung der speziellen Relativitätstheorie nicht durch eine innere Notwendigkeit begründet.

Henning.

Personalnachrichten.

Berlin. Geh. Rat Prof. Heyn folgte einem Rufe als Leiter des neugegründeten „Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung".

Berlin. Ingenieur Kommerzienrat Karl Flohr wurde in Anerkennung seiner besonderen Verdienste um die Entwicklung des Baues elektrischer Aufzüge seitens der Technischen Hochschule zu Darmstadt zum Doktoringenieur e. h. ernannt.

Breslau. Privatdozent für Mathematik an der Breslauer Universität Dr. Lothar Koschmieder erhielt einen Lehrauftrag für mathematische Anfängervorlesungen, insbesondere Differential- und Integralrechnung, analytische Geometrie und Determinanten.

Darmstadt. Die hiesige Technische Hochschule hat dem Oberingenieur der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft Heinrich Probst in Berlin, in Anerkennung seiner hervorragenden Verdienste um die Entwicklung der Hochspannungsschaltanlagen die Würde eines Doktoringenieur ehrenhalber verliehen.

Darmstadt. Prof. Dr. K. W. Wagner in Berlin ist von der Technischen Hochschule zu Darmstadt in Anerkennung seiner hervorragenden Verdienste um die Entwicklung der theoretischen Elektrotechnik und ihrer Anwendung auf praktische Aufgaben zum Dr.-Ing. e. h. ernannt worden.

Dresden. Zum Rektor der Technischen Hochschule zu Dresden wurde für das am 1. März 1921 beginnende Rektoratsjahr der Professor der Physik Geh. Hofrat Dr. Wilhelm Hallwachs gewählt.

Dresden. Dem Oberassistenten bei der Sammlung für technische Mechanik und graphische Statik an der Technischen Hochschule zu Dresden Dr.-Ing. Hermann Abt wurde die Lehrberechtigung für das Lehrgebiet der Getriebslehre und dem Assistenten beim Lehrstuhle für Festigkeitslehre Dr.-Ing. Heinrich Hencky (Bayern) diejenige für das Fachgebiet „Festigkeitslehre einschließlich Anwendungen der Hydrodynamik" erteilt.

Eisenach. Kommerzienrat Bernhard Demmer in Eisenach wurde in Anerkennung seiner hervorragenden Verdienste um die Organisation der Kriegsindustrie während des Krieges, insbesondere um die technischen Einrichtungen für die Massenverpflegung des Heeres und der Industrie von der Technischen Hochschule zu Darmstadt zum Doktoringenieur e. h. ernannt.

Frankfurt. Prof. Dr. Erwin Madelung in Münster erhielt einen Ruf auf den Lehrstuhl der theoretischen Physik an der Universität Frankfurt als Nachfolger von Prof. M. Born.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Bericht

über die 2. Hauptversammlung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. am 4. Februar 1921 im großen Hörsaal des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Die Tagesordnung war folgende:

1. Geschäftlicher Teil.
   1. Bericht des Vorstandes.
   2. Besprechungen der Zeitschriftenfragen.
   3. Bericht des Schatzmeisters und der Rechnungsprüfer. Entlastung.
   4. Genehmigung des Voranschlages für das neue Geschäftsjahr.
   5. Wahl des Schatzmeisters.
   6. Satzungsänderungen.
   7. Wahl des Tagungsortes der Jahrestagung.
2. Vortrag:
   Herr Prof. H. Dember: „Über Form und Farbe des Himmels".

Zu 6:

1. Der Vorstand beantragt, die Versammlung möge beschließen, daß § 6, Abs. 1 dahingehend geändert wird, daß die Hauptversammlung im Winter stattfindet.
2. Der Vorstand beantragt, die Versammlung möge beschließen, daß § 4, Abs. 4 dahingehend geändert wird, daß für ausländische Mitglieder der Jahresbeitrag auf Kronen 10,—, Schweizer Franken 10,—, Holl. Gulden 6,—. Schilling 10,—, Dollar 2,— usw.; für ausländische Firmen und Korporationen auf Kronen 50,—, Schweizer Franken 50,—, Holl. Gulden 30,—, Schilling 50,—, Dollar 10,— usw. erhöht wird. Für die valutaschwächeren Länder gelten die Beiträge in Mark.

1. Bericht des Vorstandes.

Der Vorsitzende Dr. Georg Gehlhoff eröffnet die Versammlung um $7^3/_4$ Uhr und erstattet den Bericht des Vorstandes über das abgelaufene Geschäftsjahr.

Das verflossene Jahr hatte den Prüfstein dafür zu bilden, ob die Gesellschaft entwicklungsfähig ist und ob die Gesichtspunkte, die zur Gründung der Gesellschaft führten, richtig waren. Dies muß nach den Erfolgen des letzten Jahres unbedingt bejaht werden.

Der Mitgliederbestand der Gesellschaft war am 31. Dezember 1919:

a) Berliner Mitglieder	186	
b) Auswärtige Mitglieder	112	
c) Firmen und korporative Mitglieder	26	324

am 31. Dezember 1920:

a) Berliner Mitglieder	252	
b) Auswärtige Mitglieder	268	
c) Firmen und korporative Mitglieder		
1. Berliner	15	
2. Auswärtige	30	565

am 4. Februar 1921, einschließlich der inzwischen erfolgten Anmeldungen . . 619

Leider hat die Gesellschaft auch Verluste zu beklagen. Sie verlor im abgelaufenen Geschäftsjahr die Herren:

Geh. Rat Dr.-Ing. h. c. Werner von Siemens, Siemensstadt,

Prof. Dr. A. Raps, Siemensstadt, i. F. Siemens & Halske,

Dr. Hermann Spohn, Berlin N.W. 87, Elberfelderstraße 38,

Dr. V. Piek, Wilmersdorf, Motzstraße 50,

Geh. Rat Prof. Dr. Richarz, Marburg a. d. Lahn.

Die Gesellschaft wird ihnen stets ehrendes Andenken bewahren. Die Versammlung erhebt sich zu Ehren der Verstorbenen von ihren Sitzen.

Sehr erfreulich ist es, daß besonders in der letzten Zeit unsere Gesellschaft steigende Anziehungskraft auch auf solche Kreise ausgeübt hat, die nicht direkt zur technischen Physik gehören, aber doch weitgehend dafür interessiert sind, namentlich auf Elektrotechniker und Ingenieure. Dies ist ein evidentes Zeichen dafür, daß unsere Bestrebungen in glücklicher Weise Theorie und Praxis miteinander vereinen.

Die Entwicklung der Gesellschaft war im abgelaufenen Geschäftsjahr insofern noch sehr erfreulich, als die Gründung von Ortsgruppen Fortschritte machte. Es wurde die Ortsgruppe Kiel, die zurzeit einen Mitgliederstand von 53 hat, die Ortsgruppe Hamburg mit zurzeit etwa 30 Mitgliedern gegründet, und neuerdings ist die Ortsgruppe Heidelberg-Mannheim-Ludwigshafen in Bildung begriffen. Die Gründung einer Ortsgruppe hat die Eigenschaft eines Kristallisationszentrums und wirkt mitgliedervermehrend und belebend.

Die Hauptgesellschaft, bzw. die Ortsgruppen haben folgende Sitzungen abgehalten:

Berlin:

Freitag,	21. November	1919
„	5. Dezember	1919
„	19. Dezember	1919
„	16. Januar	1920
„	30. Januar	1920
„	13. Februar	1920
„	27. Februar	1920
„	12. März	1920
„	23. April	1920
„	14. Mai	1920
„	28. Mai	1920
„	11. Juni	1920
„	25. Juni	1920
„	9. Juli	1920
„	5. November	1920
„	19. November	1920
„	3. Dezember	1920
„	17. Dezember	1920

Kiel:

Montag,	12. Januar	1920
„	16. Februar	1920
„	19. April	1920
„	31. Mai	1920
„	28. Juni	1920
„	18. Oktober	1920
„	22. November	1920
„	28. Dezember	1920

Hamburg:

Mittwoch,	17. März	1920
Dienstag,	18. Mai	1920
Donnerstag,	21. Oktob.	1920
„	11. Novbr.	1920
Freitag,	26. Novbr.	1920

Die finanzielle Lage der Gesellschaft, über die der Schatzmeister später ausführlichere Mitteilungen machen wird, hat sich dank der Zuwendungen hochherziger Firmen und Spender einigermaßen günstig gestaltet, wenn auch die in ganz unerwartetem Maße gestiegenen Kosten unserer Zeitschriftenunternehmungen erheblicher Aufwendungen bedurften. Es wird daher an unsere Mitglieder die Bitte gerichtet, der Gesellschaft weitere Stiftungen zuwenden zu wollen, damit sie ihren Aufgaben und Zielen gerecht werden kann. Bisher gingen folgende Stiftungen ein:

Firma	Siemens & Halske und Siemens-Schuckert-Werke auf 3 Jahre	M.	100000,—
„	A. E. G. auf 5 Jahre . . .	„	50000,—
„	Osram-Gesellschaft auf 3 Jahre	„	30000,—
„	C. P. Goerz A.-G., Berlin-Friedenau auf 3 Jahre	„	25000,—
„	Carl Zeiß, Jena	„	25000,—
„	Gesellschaft für drahtlose Telegraphie	„	10000,—
„	Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H. Berlin	„	2000,—
„	Verkehrs- und Nachrichten-Gesellschaft	„	2000,—
Herr	Dipl.-Ing. Ferd. Thilo, Leipzig	„	200,—

Herr Kommerzienrat W. Mathiesen,
Leipzig . . . . M. 100,—

Allen diesen hochherzigen Spendern und Förderern unserer Gesellschaft und unseren Mitgliedern, die sich um den Erhalt dieser Zuwendungen verdient gemacht haben, sprechen wir auch an dieser Stelle nochmals unseren herzlichsten Dank aus.

Unseren Bemühungen im Verein mit den Hochschullehrern und dank dem Verständnis der einzelnen Unterrichtsministerien ist es gelungen, das Studium der technischen Physik mit abschließendem Diplom- und Doktorexamen an verschiedenen Hochschulen einzuführen, und zwar in Danzig, Dresden, Braunschweig, Karlsruhe, Stuttgart. In München war diese Institution schon vorhanden. Es ist anzunehmen, daß auch Preußen bald diesen Beispielen folgen wird.

Die Jahrestagung wurde im Rahmen der Vereinigung Deutscher Naturforscher und Ärzte in der Zeit vom 19. bis 25. September 1920 abgehalten. Die Beteiligung war eine sehr rege, namentlich auch von seiten auswärtiger Mitglieder, und wohl alle Teilnehmer der Jahrestagung dürften mit dem Gefühl der Befriedigung das gastliche Nauheim wieder verlassen haben.

Nach diesen Ausführungen können wir wohl mit Befriedigung auf das abgelaufene Geschäftsjahr zurückblicken und mit voller Überzeugung sagen, daß die Gesellschaft die Probe auf das Exempel bestanden hat.

Hoffen wir, daß auch das laufende Jahr uns eine weitere Entwicklung bringt, wozu alle Mitglieder durch Werbung neuer Mitglieder und neuer Mittel für die Gesellschaft beitragen können und beitragen müssen.

2. Besprechung der Zeitschriftenfragen.

Zu diesem Punkt gibt Herr Schimank, der der Hauptversammlung gleichzeitig die Grüße der Ortsgruppe Hamburg überbringt, seinem Bedauern Ausdruck, daß der Verein deutscher Ingenieure unter Nichtbeachtung unserer Zeitschrift für technische Physik neuerdings eine Zeitschrift für Mechanik herauszugeben beabsichtigt und fragt, welche Schritte die Gesellschaft hierzu getan hätte. Dr. Gehlhoff und Dr. Hort geben Auskunft, daß es nicht möglich gewesen sei, diese Neuerscheinung zu verhindern, obwohl sie eine weitere unnötige Vermehrung der Zeitschriften bildet.

Die übrigen, namentlich finanziellen Fragen, zu diesem Punkt werden mit Punkt 3 besprochen.

3. Bericht des Schatzmeisters.

Der Schatzmeister, Herr Swinne, legt Vermögensaufstellung, sowie Verlust- und Gewinnrechnung mit den erforderlichen Erläuterungen vor. Danach schließt das abgelaufene Geschäftsjahr mit einem Verlust von 35974,08 M., der aus den zur Verfügung gestellten Stiftungen für 1921 gedeckt werden muß. Im Namen der Rechnungsprüfer berichtet Herr Fritz Schröter über die erfolgte Prüfung der Geschäftsbücher, der Vermögensaufstellung und der Verlust- und Gewinnrechnung. Die Rechnungsprüfer haben alles in Ordnung und in Übereinstimmung gefunden und beantragen Entlastung des Vorstandes, sowie im besonderen der Herren Hausser, Gehlhoff und Swinne als Schatzmeister. Die Versammlung erteilt die Entlastung.

4. Genehmigung des Voranschlages.

Herr Swinne gibt nachfolgenden Voranschlag für das Jahr 1921 bekannt, wonach das neue Geschäftsjahr mit einem Verlust von rund 40000,— M. abschließt. Die Summe muß aus Stiftungen gedeckt werden. Hierzu ist zu bemerken, daß die eingesetzten Zahlen vorsichtig bemessen sind, insbesondere gibt Herr Mey Aufschluß über die Kosten unserer Zeitschriftenunternehmungen und berichtet namentlich über die Auslandspropaganda, die uns hoffentlich einen größeren Zuwachs an Auslandsabonnenten bringen wird, so daß durch weitere Entwicklung der Bezieherzahl unserer Zeitschriften sich die Ausgaben verringern werden. Er macht weiter darauf aufmerksam, daß die Mitgliederzahl für das neue Geschäftsjahr mäßig angesetzt ist. Vielleicht ist auch hierin eine Erhöhung der Einnahmen zu erwarten. Die Versammlung genehmigt den Voranschlag.

5. Wahl des Schatzmeisters.

Gemäß § 5, Absatz 3 der Satzungen hatte der Beirat auf Beschluß des Vorstandes Herrn Swinne zum Schatzmeister ernannt. Der Vorsitzende schlägt vor, falls kein Widerspruch erfolgt, Herrn Swinne auch für das nächste Jahr als Schatzmeister zu wählen. Herr Swinne wird einstimmig gewählt. Desgleichen werden für das neue Geschäftsjahr Herr Fr. Schröter und Herr Friedrich Bergter wieder als Rechnungsprüfer durch Akklamation bestellt.

6. Satzungsänderungen.

Der Vorsitzende begründet die vorgeschlagene Änderung des § 6, Absatz 1, nämlich die Hauptversammlung vom Herbst in die Wintermonate zu verlegen, und zwar sowohl in Rücksicht auf den Abschluß des Geschäftsjahres und die Abrechnungen mit den Verlegern, als auch in Rücksicht darauf, daß Hauptversammlung und Jahrestagung nicht sobald aufeinander folgen, da beide Veranstaltungen erhebliche Vorarbeiten verursachen.

Die Versammlung stimmt dieser Satzungsänderung zu. Sodann begründete der Vorsitzende die beantragte Satzungsänderung betreffend der Mitgliedsbeiträge für Ausländer damit, daß die Gesellschaft den Ausländern für ihre Beiträge eine reichhaltige und umfassende Zeitschrift gratis liefert, für die die ausländischen Mitglieder einen solchen Beitrag zahlen könnten, der den Friedensverhältnissen ungefähr entspricht. Es sind dies die in der Tagesordnung bekanntgegebenen Sätze. Für die valutaschwächeren Länder gelten die deutschen Mitgliedsbeiträge.

Für die deutschen Mitglieder der Gesellschaft glaubte der Vorstand für dieses Jahr von einer Erhöhung der Beiträge absehen zu können, die aber im nächsten Jahr wohl ins Auge zu fassen sein wird, wenn die wirtschaftlichen Verhältnisse sich nicht ändern.

Die Versammlung stimmt der Satzungsänderung zu.

7. Wahl des Tagungsortes der Jahrestagung.

Der Vorstand schlägt vor, in diesem Jahr den Ort der Jahrestagung wieder gemeinsam mit der Physikalischen Gesellschaft zu wählen, und zwar ist Jena in Aussicht genommen, das vermöge seiner Lage in Mitteldeutschland und der dort befindlichen interessanten technischen Unternehmungen besonders geeignet ist. Es ist jedoch in den Vorverhandlungen mit der Physikalischen Gesellschaft in Aussicht genommen, die gemeinsame Tagung in anderer Weise als in Nauheim zu halten, nämlich so, daß die Sitzungen der beiden Gesellschaften, insbesondere die Vorträge, so gelegt werden, daß den Mitgliedern beider Gesellschaften Gelegenheit gegeben ist, an den Veranstaltungen beider Gesellschaften teilzunehmen. In Aussicht genommen ist, der 1. Tag für geschäftliche Sitzungen, der 2. und 3. Tag für Vorträge, der 4. Tag als Ruhepause für einen Ausflug oder Besichtigungen, der 5. und 6. Tag für Vorträge, der 7. und folgende Tag für Ausflüge. Als Zeit ist die letzte Septemberwoche gewählt.

Eine Vorbesprechung über das Programm soll Ostern in Jena stattfinden. Herr Geheimrat Wien hat an der Spitze eines gemeinsamen Ortsausschusses die Vorbereitungen frühzeitig in die Hand genommen.

Die Versammlung stimmt der Wahl des Tagungsortes zu.

Der Vorsitzende schließt den geschäftlichen Teil und eröffnet nach einer kurzen Pause den Vortragsteil, der durch die interessanten Ausführungen des Herrn Dember über die infolge eines unfreiwillig langen Aufenthaltes auf Teneriffa während des Krieges ausgeführten Untersuchungen ausgefüllt wird.



Vermögensaufstellung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik am 31. Dezember 1920.

Soll		ℳ	₰	Haben	ℳ	₰
Bestand an Zeitschriften	500,—			Verpflichtungen	93331	30
Drucksachen	200,—	700	—	Rückstellung vorausbezahlter Beiträge	240	—
Bankguthaben	54217,30					
Kasse	679,92	54897	22			
Ausstehende Mitgliederbeiträge		2000	—			
Verlust		35974	08			
		93571	30		93571	30

Geprüft und richtig befunden.

Die Rechnungsprüfer.
Fritz Schröter. Fr. Bergter.

Berlin, den 28. Januar 1921.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.
Dr. Gehlhoff, 1. Vorsitzender. Richard Swinne, Schatzmeister.

Verlust- und Gewinnrechnung.

Soll	ℳ	₰	Haben	ℳ	₰
Gehälter	2835	—	Beiträge	15315	40
Drucksachen und Bureaubedarf	1128	25	Stiftungen	89300	—
Postgelder	2465	20	Zinsen	476	45
Zeitschriften und Bücher	790	90	Verlustvortrag	35974	08
Physikalische Berichte	95050	—			
Zeitschrift für technische Physik	32751	80			
Vorträge	5010	95			
Unvorhergesehene Ausgaben	1033	83			
	141065	93		141065	93

Geprüft und richtig befunden.

Die Rechnungsprüfer.
Fritz Schröter. Fr. Bergter.

Berlin, den 28. Januar 1921.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.
Dr. Gehlhoff, 1. Vorsitzender. Richard Swinne, Schatzmeister.

Voranschlag für das Jahr 1921.

Soll	ℳ	₰	Haben		ℳ	₰
Verlustvortrag	35974	08	Mitgliederbeiträge:			
Zeitschrift für technische Physik	40000	—	500 Berliner à 30,—	15000,—		
Laufende Ausgaben	15000	—	300 Auswärtige à 20,—	6000,—		
Physikalische Berichte	50000	—	50 Firmen und Korporationen à 100,—	5000,—		
			Ausländische	1000,—	27000	—
			Stiftung Siemens & Halske		40000	—
			„ A. E. G.		10000	—
			„ Goerz		15000	—
			„ Osram		10000	—
	140974	—			102000	—

Berlin, den 28. Januar 1921.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.
Dr. Gehlhoff, 1. Vorsitzender. Richard Swinne, Schatzmeister.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher nochmals um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Bericht über die bisherigen Sitzungen.

Sitzung am Freitag, den 4. März 1921, abends 7½ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 172.
Vorsitzender: Dr. G. Gehlhoff.

Tagesordnung:

Herr Becker: „Feste und gasförmige Sprengstoffe".

Auf Beschluß der Hauptversammlung sind für das Jahr 1921 die Mitgliederbeiträge wie folgt festgesetzt:

Für die deutschen Mitglieder:
Großberliner Mitglieder . . . . M. 30,—,
Auswärtige Mitglieder . . . . M. 20,—,
Firmen und korporative Mitglieder M. 100,—.

Für die ausländischen Mitglieder wurden die Beiträge festgesetzt auf:
Kronen 10,—, Schweizer Francs 10,—, Holl. Gulden 6,—, Schilling 10,—. Dollar 2,— usw.

für die ausländischen Firmen und korporativen Mitglieder:
Kronen 50,—, Schweizer Francs 50,—. Holl. Gulden 30,—, Schilling 50,—, Dollar 10,—.

Für unterwährige Länder gelten die deutschen Mitgliedsbeiträge.

Wir bitten, umgehend die Mitgliedsbeiträge für 1921 mittels beigelegter Zahlkarte einzuzahlen.

Die Firma Barth hat sich bereit erklärt, neueingetretenen Mitgliedern den 1. Jahrgang der Zeitschrift für technische Physik zu einem Vorzugspreis von 55,— M. nachzuliefern.

Der Verlag Friedrich Vieweg & Sohn liefert die physikalischen Berichte (Jahrgang 1921), die jetzt 150,— M. kosten, an Mitglieder unserer Gesellschaft zum Vorzugspreis von 80,— M.; desgleichen hat sich der Verlag bereit erklärt, auch den Jahrgang 1920 an unsere Mitglieder zum Vorzugspreis von 80,— M. bei Bestellung nachzuliefern. Für ausländische Mitglieder gelten besondere Preise.

Bestellungen auf die physikalischen Berichte sind ausschließlich an den Verlag Friedrich Vieweg & Sohn, Braunschweig zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
Herr Florian Bauer, Ingenieur, Köln-Klettenberg, Klettenberggürtel 81.
Herr Obering. Birkner, Bergisch-Gladbach.
Herr R. Freiherr von Brockdorff, Vorstand der Abteilung Wärmetechnik Otto-Werke G. m. b. H., München, Schleißheimerstraße 135.
Herr Dipl.-Ing. Adorjan Dezsö, Budapest, V. Vigadoutca 2.
Herr Erwin Dietrich, Ingenieur, Reinickendorf, Hauptstraße 21/22.
Herr Dipl.-Ing. Jakob Ehrlich, Konstr. im Vorr. Bau d. Wiener Automobilfabrik Gräf & Stift, Wien VIII, Langegasse 74, Tür 5.
Herr Dr.-Ing. Victor Fischer, Frankfurt a. M., Sechofstraße 38.
Herr Gerhard Gehlhoff, Techniker, Berlin, Elberfelderstraße 9, in Fa. Siemens & Halske.
Firma Glashüttenwerk Max Mühlig, Sekretariat, Teplitz.
Herr A. Gleissner, Elektroingenieur, Berlin-Pankow, Wilhelm Kuhrstraße 5[1]. (Bei Levetag).
Herr Dr. phil. Hans Hauschild, Dresden-A. 16, Reissigerstraße 52.
Herr Dr.-Ing. Ludwig Heuser, Bochum, Schillerstraße 16.
Herr Karl Hilverkuss, Godesberg a. Rh., Augustastraße 42.
Herr Dipl.-Ing. M. Hirsch, Frankfurt a. M., Im Trutz 29.
Herr Max König, Fabrikbesitzer, Berlin-Grunewald, Schleinitzstraße 6a.
Herr Dipl.-Ing. Kropp, Cöthen i. Anhalt, Aribertstraße 15.
Herr Dipl.-Ing. Gyuala Lehotzky von und zu Királylehota, Prof. an der kgl. ung. Gartenbauschule, Budapest, Erkelgasse 9, 1. Stockw. 2.
Herr Dipl.-Ing. Alfred P. Mössner, Oberingenieur, Waldenburg in Schles., Albertistraße 5
Herr Dipl.-Ing. Pickert, Schmiedeberg i. Ries., Hohenwieserstraße 4.
Herr Dipl.-Ing. Ferdinand Reeschuch, Betriebs-Ingenieur bei der Westfälischen Drahtindustrie, Hamm i. Westf., Ferzstraße 12.
Herr Hermann J. Reif, Fabrikdirektor a. D., Stuttgart, Silberburgstraße 93a.
Herr Dr. phil. K. Rinkel, Direktor des physik. Instituts der Universität Köln, ord. Professor der angewandten Physik an der Universität Köln.
Herr Oberingenieur Hans Scamoni, Mühlheim-Ruhr, Weißenburgerstraße 7.
Herr Ing. Schneising, Halberstadt, Plantage 8.
Herr W. Schönberger, Friemersheim (Nieder-Rhein), Hüttenstraße 6.
Herr Ernst Schweizer, Basel, Breite 4.
Herr Prof. Dr. Rudolf Seeliger, Greifswald, Loitzerstraße 45.
Herr Dipl.-Ing. Hermann Stübler, Assistent an dem techn. Institut der Techn. Hochschule, Stuttgart, Paulinenstraße 34.
Firma Telegraphie-Gesellschaft m. b. H. System Stille, Berlin, Gr. Frankfurterstraße 137.
Herr Prof. Dr. E. Wolff, Eßlingen, Höhere Maschinenschule.
Herr F. Zacher, Oberingenieur, Erlangen, Löwnichstraße 38.

Seitens des Herrn Dr. L. C. Glaser, Berlin:
Herr Carl Leiss, Steglitz, Stubenrauchplatz 1, in Fa. Fuess.

Seitens des Herrn Dr. Carl A. Hartmann, Berlin:
Herr Dr. Walter Dehlinger, S. & H. Wernerwerk, Berlin-Lichterfelde, Theklastraße 4.

Seitens des Herrn Dr. Ragnar Holm, Stockholm:
Herr Dr. E. Blom, St. Paulsgatan 24, Stockholm.
Herr Dr. David Stenquist, Freigatan 69, Stockholm.

Seitens des Herrn Dr. W. Hort, Charlottenburg:
Herr Patentanwalt J. Bing, Wien XIII, Hietzinger Hauptstraße 113.
Herr Ingenieur Paul Müller, Leiter des Seezeichenversuchsfeldes des Ministeriums der öffentlichen Arbeiten, Friedrichshagen bei Berlin.
Körperschaft Physikalisches Institut der Technischen Hochschule zu Berlin, Charlottenburg, Berlinerstraßs 171/72.
Herr H. S. Rowell, Ingenieur, London, 58 Airedale Avenue Chiswick. W. 4.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Knoblauch, München:
Herr Prof. Dr.-Ing. F. Häusser, i. Fa. Gesellschaft für Kohlentechnik m. b. H., Dortmund-Eving, Deutsche Straße 26.

Seitens des Herrn Prof. Dr. R. Ladenburg, Breslau:
Herr Dr.-Ing. Schlipköter, Wetzlar, Bismarckstr. 5.

Seitens des Herrn Ing. Karl Loss, Ludwigshafen:
Herr Paul Baumann, Heidelberg, Plöck 34.
Herr Prof. Dr. A. Becker, Heidelberg, Bergstraße 70.
Herr Dr. E. Caspari, Heidelberg, Bergstraße 5.
Herr Dr. phil. von Dallwitz-Wegener, Heidelberg, Nauenheimerlandstraße 54.
Herr Dipl.-Ing. Ferd. Deichmann, Mannheim, Wollstraße 34.
Herr O. Eisenhut, Heidelberg, Werderstraße 45[1].
Herr Dr. Karl Frey, Mannheim-Käferthal, Rollbühlstraße 2.

Fräulein K. Gerard, Mannheim, R. 7, 32.
Herr Dr. Gerhard Jahn, Mannheim, Stamitzstraße 17.
Herr Prof. Dr. Knövenagel, Heidelberg, Chem. Universitäts-Institut.
Herr Obering. M. Kratz, Mannheim, F. 5, 1.
Herr Hans Kuppenheim, Assistent, Heidelberg, Akademiestraße 2a.
Herr Dr. Hans Mayer, Heidelberg, Bergstraße 27a.
Herr Dr. Mayer-Delius, Mannheim, Paul Martinufer 34.
Herr Prof. Dr. E. Müller, Heidelberg, Brückenstr. 36.
Herr Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. Rasch, Heidelberg, Blumenstraße 13.
Herr Emil Rupp, Heidelberg, Karl Ludwigstraße 6.
Herr Assistent Scheifele, Heidelberg, Gaisbergstr. 79.
Herr Prof. Dr. Schmid, Ludwigshafen a. Rh., Frankenthalerstraße 193.
Herr Dr. F. Schmidt, Assistent am radiolog. Institut Heidelberg, Unt. Fauler Pelz 3.
Herr Dr. Rudolf Tomascheck, Heidelberg, Philosophenweg 18.
Herr Ernst Zachmann, Assistent, Heidelberg, Rohrbacherstraße 89.

Seitens des Herrn Dr. phil. F. Moench:
Herr Postrat Prof. Dr. A. Deckert, Tel.-Techn. Reichsamt, Berlin W. 9, Königgrätzerstraße 20

Seitens des Herrn Dr. C. Müller, Charlottenburg:
Herr Dr. Ernst Lau, Berlin N., Bernauerstraße 4.

Seitens des Herrn Dr. Emil Podszus, Neukölln:
Herr Fritz Hellmuth, Karlshorst, Krausestraße 24a.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Regener:
Herr Walter Kürbs, cand. electr., Stuttgart, Seestraße 112.

Seitens des Herrn Direktor O. Richter, Kiel-Gaarden:
Herr H. Marhenke, Ingenieur, Kiel-Gaarden, Brommystraße 34.
Herr Dr.-Ing. h. c. Techel, Kiel, Düsterbrookerweg 160.

Seitens des Herrn Dr. H. Rukop, Berlin:
Herr Oberingenieur Richard Hirsch, Charlottenburg, Carmerstraße 17.
Herr Dr. Helmut Simon, Grunewald, Hubertusallee 2.

Seitens des Herrn Dr. Hans Schimank, Hamburg:
Herr Carl Lantz, Hamburg, Steindamm 79.
Herr Dr. A. Lindemann, Hamburg, Hartungstr. 15.
Herr Karl Wedekind, Hamburg, Pappelallee 46.

Seitens des Herrn Dr. Skaupy, Berlin O. 17:
Herr Dr. Curt Samson, Berlin N. 37, Weißenburgerstraße 70.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Aufgenommene Mitglieder.

Herr cand. phil. Wolfgang Aich, Mariendorf, Königstraße 29.
Firma Badische Anilin- & Soda-Fabrik, Ludwigshafen a. Rh.
Herr Friedrich Blüthner, Ingenieur, Frankenthal, Gabelsbergerstraße 10.
Herr Brand, Dresden-A., Münchenerstraße 13.
Herr Prof. Dr. E. Bronnert, Teltow-Seehof, Villa Campagne.
Bücherei der Firma Felten & Guillaume Carlswerk, Akt.-Ges., Cöln-Mühlheim.
Herr Dipl.-Ing. Eppen, Berlin-Schöneberg, Grunewaldstraße 70[II].
Herr Dr. Hans Ewest, Berlin O. 112, Knorrpromenade 7.
Herr Ing. Ad. Ferrand, Berginspektor der Berg- und Hüttenwerks-Gesellschaft, Schles.-Ostrau.
Herr Erwin Gerlach, Physiker im Laboratorium K des Werner-Werks von Siemens & Halske.
Herr Dr. Gerhard Glage, Nikolassee, Sudetenstr. 24, Oberlehrer an der Beuthschule Berlin
Herr Direktor Dipl.-Ing. T. Glatz, Arnstadt i. Thür., Polytechnisches Institut
Fräulein Dr. M. Grote, Physikerin der Bad. Anilin- und Sodafabriken, Heidelberg, Häuserstraße 38.
Herr Vollrath Happach, Ingenieur am Technikum, Mittweida i. Sachs., Waldheimerstraße 42.
Herr Ing. Richard Haupt, Harburg a. E., Wilstorferstraße 11.
Herr Dr. W. Herz, Bergingenieur, Friedrich August-Hütte, Oldenburg.
Firma „Hydro", Apparate-Bauanstalt, (Dipl.-Ing. Zucker und Ing. Contzen), Düsseldorf, Kollenbachstraße 45.
Herr Prof. Dr. Ernst Jänecke, Mannheim, Heinrich-Langestraße 24.
Herr Studienrat A. Joster, Neuß, Mittelstraße 9.
Herr Carl Keller, Elektroingenieur, Radevormwald (Rhld.), Oststraße 4.
Herr William Knight, Paris, 10 Rue Victorien-Sardou XVIe, National Advisory Committee for Aeronautics, Technical Assistent for Europe.
Herr Prof. Dr. Karl Kilchling, Freiburg i. B., Lorettostraße 47[II].
Behörde Landesgewerbeamt, Karlsruhe, Karlfriedrichstraße 17.
Herr Ober-Ing. F. G. Mayer, Ludwigshafen a. Rh., Luisenstraße 2.
Herr Dipl.-Ing. Dr. Erich Oppen, Hannover-Kleefeld, Fichtestraße 14.
Herr Heinrich Overbeck, Barmen, Rauenwerth 4.
Herr Dr. phil. Prinz Reuß Heinrich XXXVI, Leipzig, Linnéstraße 5.
Herr Studienrat Puschmann, Höhere Schiffs- und Maschinenbauschule, Kiel.
Herr Dipl.-Ing. Walter Riese, Patentanwalt, Charlottenburg, Kaiserdamm 11.
Herr Dipl.-Ing. Albert Rinne, Metallurgische Fabrik, Pappenheim.
Firma Sauerstoff-Fabrik Berlin G. m. b. H., Berlin N. 39, Tegelerstraße 15.
Herr Dipl.-Ing. Friedrich Schlätzer, Fürstenwalde a. Spree, Promenadenstraße 52[I].
Firma H. Schomburg & Söhne, Porzellan-, Schamotte- und Tonwarenfabrik A.-G., Margarethenhütte, Post- und Bahnstation Großdubrau i. Sachs.
Herr Prof. Dr. K. Schreber, Aachen, Vaelserstraße 78.
Herr Ing. Albert Schwenk, Mannheim, Schimperstraße 1.
Herr Dr.-Ing. M. Seng, Gernsbach (Baden).
Herr Dipl.-Ing. Dr. A. Thum, Mannheim, Seckenheimer Landstraße 1.
Herr Ing. W. Weicht, Eichenau b. Kattowitz, Luisenstraße 17.
Herr Ing. Walter Weihe, Göppingen (Württ.), Rosenstraße 19[II].
Herr Studienrat Weissweiler, Neuß, Jülicherstraße 68.
Herr Ernst Wellmann, Physiker im Laboratorium des Werner-Werks von Siemens & Halske.
Herr Justin Westhoff, prakt. Zahnarzt, Düsseldorf, Sternstraße 43.
Herr Dipl.-Ing. Wolff, Kiel, Feldstraße 139.
Herr Direktor Dr. Dipl.-Ing. Zacharias von Hirschberg, Pankow, Florastraße 28.

Adressenveränderungen.

Herr Edmund Altenkirch, Ingenieur, jetzt Alt-Landsberg-Süd, Marktstraße, Post Fredersdorf (Ostbahn).

Herr Erich Brandt, jetzt Dr. Erich Brandt, Lichterfelde, Zehlendorferstraße 16.

Herr Dr. phil. B. Bruhn, jetzt Berlin-Steglitz, Schildhornstraße 9 II r.

Herr Dr. Ernst Pohlhausen, Privatdozent für angewandte Mathematik und Mechanik an der Universität Rostock, Warnemünde, Blücherstraße 9.

Berichtigung.

Herr Prof. Dr. Clay (nicht Clae), Bandoeng auf Java, Techn. Hoogeschool Naturkundig Labor.
Firma Eppens & Co., Berlin und
Firma Radiologie Röntgenröhrenfabrik (Fürstenau), Berlin
sind zu streichen, da irrtümlich angemeldet.

Ausgeschieden.

Die Königl. Schwedische Telegraphenverwaltung, Radioabteilung, Stockholm, meldet ihren Austritt an.

Herr Dr. V. Engelhardt, Berlin-Friedenau, Taunsstraße 13 ist ab 1. Januar 1921 zu streichen.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Hamburg.

Sitzung am Donnerstag, den 3. März 1921, abends 7½ Uhr, in den Technischen Staatslehranstalten, Lübeckertor 24.

Tagesordnung:

1. Wahl des Vorstandes und des Beirats der Ortsgruppe. Festsetzung der Ortsgruppenbeiträge.
2. Vortrag von Herrn Weisshaar: Über den Verbrennungsvorgang im Dieselmotor.

Sitzung am Donnerstag, den 17. März 1920, abends 7½ Uhr, in den Technischen Staatslehranstalten, Lübeckertor 24.

Tagesordnung:

Vortrag des Herrn Schäfer: Neue Anwendungen der schwingenden Saite.

i. A.: Dr. Hans Schimank.

Ortsgruppe Kiel.

Bericht
über die Jahresversammlung der Ortsgruppe Kiel der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. am 22. November 1920.

Die Tagesordnung war folgende:

1. Geschäftlicher Teil.
   Jahresbericht.
   Entlastung des Vorstandes.
   Neuwahl von 2 Beiratsmitgliedern.
   Neuwahl des 1. Vorsitzenden.
   Neuwahl des 1. Schriftführers.
2. Vortrag.
   Herr von Sanden: „Über die Druckkörper von Unterseebooten für große Tauchtiefen".
3. Mitteilungen.
   Herr Simon über eine neue Betriebsart von Kathodenröhrensendern".
4. Verschiedenes.

Die Versammlung verlief gemäß der Tagesordnung. Der Jahresbericht wurde genehmigt und die Entlastung des Vorstandes erteilt. Bei den Neuwahlen zum Beirat und Vorstand wurden auf Antrag der Versammlung die bisherigen Inhaber der Ämter wieder gewählt.

A. Mitgliederzahl.

Seit der Gründungsversammlung im November 1919 ist die Zahl der Ortsgruppenmitglieder allmählich von 25 auf 53 angewachsen. Als stiftende Mitglieder durften wir im laufenden Jahr die drei Firmen Germaniawerft, Neufeld & Kuhnke und Signal-Gesellschaft m. b. H. führen. Zwei Mitglieder, deren Anschrift wir augenblicklich nicht kennen, sind bis jetzt mit dem Beitrag im Rückstand geblieben, was wir dem Hauptvorstand zur Veranlassung des Weiteren mitteilen wollen.

B. Vermögen.

Wir sind in der angenehmen Lage, mit einem Überschuß von 735,37 M. abzuschließen. Es ist dies der Unterschied zwischen 1046,— M. Einnahmen und 328,63 M. Ausgaben.

Die Auslagen sind hauptsächlich durch den Schriftverkehr, also für Drucksachen, Papier und Porto entstanden. Es sei hierzu bemerkt, daß wir für die ersten Versammlungen jeweils etwa 150 bis 180 und für die letzten noch etwa 100 Einladungen hinausgesandt haben. Andere Auslagen hatte die Ortsgruppe für die Inanspruchnahme eines Institutdieners und beim Postscheckamt.

C. Vereinsarbeit.

Außer der heutigen Jahresversammlung haben wir 7 ordentliche Versammlungen abgehalten. Auf der ersten im Januar sprach Herr Simon über „Die Zündgefahr auf Luftfahrzeugen". Im Februar sprach Herr Hecht über „Elektromagnetisch erregte Schwingungsgebilde". Die Märzversammlung mußte der Unruhen wegen auf April verschoben werden. Es sprach Herr Martienssen über „Den Wasser- und Luftwiderstand in Wissenschaft und Technik".

Im Mai hatten wir den Vortrag des Herrn Lichte über „Quantitative Unterwasserschallversuche", im Juni von Herrn Madelung über „den Nutzen der Vektoranalysis und im Juli von Herrn Hahnemann über „Schwingungstechnik".

August und September waren vortragsfrei. Im Oktober sprach Herr Seidel über „Die Strahlung kreisförmiger und halbkreisförmiger Antennen".

Der Vorstand hielt im Berichtsjahr 7 Sitzungen ab, die letzte gemeinsam mit dem Beirat. Die Mitwirkung des Beirates wurde in Sachen der „Berichte" in Anspruch genommen. Einzelne Mitglieder des Beirats waren auch sonst um Rat und Meinung befragt worden.

Zurückblickend glaube ich feststellen zu dürfen, daß sich die Ortsgruppe dank der Mitarbeit einer größeren Zahl von Mitgliedern erfreulich entwickelt hat. Es ist mein Wunsch, das kommende Jahr möge weitere Fortschritte ergeben, den Mitgliedern zur Befriedigung und der gesamten technischen Physik zu Nutzen.

Ortsgruppe Kiel
der Deutschen Gesellschaft für technische Physik
O. Richter, 1. Vorsitzender.

Versammlung Montag, den 21. Februar 1921, abends 8½ Uhr, in der Seeburg Kiel, Düsternbrooker Weg 2.

Tagesordnung:

1. Erörterung des Vortrages von Herrn Du Bois-Reymond über die Arbeiten der Engländer auf dem Gebiete der U-Bootsentdeckung.
2. Vortrag von Herrn Neuendorff über die graphischen Lösungen der gewöhnlichen Differentialgleichungen.
3. Verschiedenes.

Der 1. Vorsitzende: Richter.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.



Zeitschrift für technische Physik

1921 | **Zweiter Jahrgang** | **Nr. 4**

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Zur Theorie der Schmiermittelreibung.

Von A. Sommerfeld.

(Schluß.)

5. Grundzüge der hydrodynamischen Schmiermitteltheorie.

Ich kann hier natürlich nicht die mathematische Seite der Theorie entwickeln, sondern muß in dieser Hinsicht auf meine in der vorigen Nr. genannte Arbeit verweisen. Ein Auszug aus dieser ist auch in der Technischen Mechanik Föppls, Bd. VI, § 71, gegeben. Gegenwärtig muß es genügen, die Voraussetzungen der Theorie und ihre Endergebnisse zusammenzustellen.

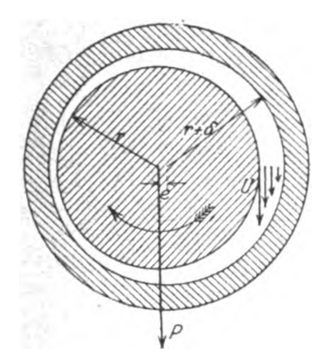


Fig. 4.

Die Voraussetzungen der Theorie sind folgende (vgl. Fig. 4).

1. Das Schmiermittel haftet an der Oberfläche von Zapfen und Lager. Es bewegt sich also am Zapfen mit dessen Umfangsgeschwindigkeit U und ist am Lager in Ruhe. In dem engen Zwischenraum zwischen Zapfen und Lager findet das ganze Geschwindigkeitsgefälle von U auf 0, und zwar linear, statt.

2. Der Zwischenraum zwischen Zapfen und Lager ist vollständig vom Schmiermittel ausgefüllt. Gerade diese Voraussetzung ermöglichte es mir, die Theorie weiterzuführen und durchsichtiger zu gestalten, als das bei meinem unmittelbaren Vorgänger, Osborne Reynolds[1]), möglich war. Reynolds behandelte ein halbumschließendes Lager, wie es z. B. bei den Eisenbahnachsen vorliegt; ich betrachte ein allseitig umschließendes, rundum geschmiertes Lager, wie man es bei den schnell umlaufenden elektrischen Maschinen zu verwirklichen sucht. Wir wollen aber gleich hier betonen, daß die Voraussetzung einer rundum zusammenhängenden Schmierschicht nicht unter allen Umständen (nämlich nicht bei kleinen Geschwindigkeiten bzw. hohen Drucken) erfüllt sein kann.

3. Der Querschnitt von Zapfen und Lager sei kreisförmig (Radius des Zapfens r, der Lagerschale $r + \delta$); wir sehen also von den (technisch gewiß nicht unwesentlichen) Schmiernuten im Lager ab. Zentrische Gestalt bedeutet aber nicht konzentrische Lage von Zapfen und Lager. Vielmehr zeigen die gewöhnlichen Bedingungen der Statik, daß der Zapfen sich exzentrisch im Lager einstellen, nämlich senkrecht gegen die Richtung des Zapfendruckes ausweichen muß, so zwar, wie es in Fig. 4 angedeutet ist und im umgekehrten Sinne als Fig. 1 es darstellt, nämlich im Sinne der Bewegung.

4. Druckunterschiede und Strömungen finden nur im Querschnitt statt; wir sehen also von den Verschiedenheiten des Druckes parallel der Achse des Lagers und vom Zu- und Abfluß des Schmiermittels ab.

5. Wir vernachlässigen die Trägheitswirkungen gegen die Äußerungen der Viskosität. Der Druck ist dann rein viskösen Ursprungs, d. h. das Druckgefälle wird wie in Kapillarröhren dazu verbraucht, um die Flüssigkeit unter Überwindung ihrer inneren Zähigkeit durch den engen Schlitz zwischen Zapfen und Lager hindurchzupressen. Das Druckgefälle ist daher proportional der Zähigkeitskonstanten μ und nur abhängig von der Dicke der Schmierschicht an der betreffenden Stelle des Zapfenumfanges: Für je zwei Stellen

[1]) Philos. Transact. London 1886, Scientific Papers, Vol. II, S. 228.



gleicher Schichtdicke ist das Druckgefälle gleich. Von den hydraulischen Druckunterschieden kann dagegen, wie von allen Trägheitswirkungen, abgesehen werden.

Wir betrachten nun auf Grund dieser Voraussetzungen Fig. 5. Der Durchmesser ab durch Zapfenmitte und Lagermitte ist horizontal gezeichnet; der Abstand beider (die Exzentrizität des Zapfens) ist mit e bezeichnet. Wir fragen nach

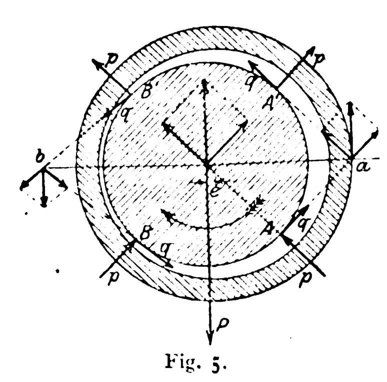


Fig. 5.

derjenigen Lage des Zapfendruckes P, die zu der angenommenen exzentrischen Lage des Zapfens gehört, und behaupten, daß P senkrecht zu ab liegen muß.

In zwei Punkten $A A'$, die symmetrisch zu ab liegen, ist die Schmierschichtdicke und daher (nach Voraussetzung 5) auch das Druckgefälle gleich; das Druckgefälle ist also eine gerade Funktion des von ab aus gezählten Winkels φ. Wenn aber $dp/d\varphi$ gerade ist, so ist p selbst eine ungerade Funktion von φ. Setzen wir also

$$p = p_0 + p_1, \tag{7}$$

unter p_0 den Wert von p in a (für $\varphi = 0$) verstanden, so ist p_1 in zwei symmetrisch gelegenen Punkten wie $A A'$ oder $B B'$ entgegengesetzt gleich. In der Figur haben wir nur den variabeln Teil p_1 des Druckes eingetragen, da der konstante Teil p_0 für sich am Zapfen im Gleichgewicht steht und keine Verschiebung desselben bewirkt. Die variabeln Teile p_1 von p wirken in A und A' entgegengesetzt, in A als Druck (Überdruck über p_0), in A' als Zug (Unterdruck). Vereinigen wir nun diese beiden entgegengesetzten Drucke p_1 in A und A', so setzen sie sich im Mittelpunkte des Zapfens zu einer Resultierenden zusammen, die senkrecht nach oben gerichtet ist, wie in Fig. 5 gezeichnet, ebenso die Drucke in je zwei anderen Punkten wie B und B'. Im ganzen ergibt sich also von hier aus eine vom Schmiermittel übertragene, senkrecht nach oben gerichtete Gesamtkraft auf den Zapfen.

Außer den Normaldrucken p haben wir die tangential zum Zapfen wirkenden Drucke q, die eigentlichen Reibungsscherungen, eingetragen. Auch diese sind entgegengesetzt gleich in zwei symmetrisch gelegenen Punkten $A A'$ und setzen sich daher ebenfalls zu senkrechten Resultierenden zusammen, teils nach oben wirkend (Punkt a), teils nach unten (Punkt b). Dabei überwiegt aber die von den Normaldrucken p herrührende Wirkung über die Wirkung der Scherungsdrucke q, und es ergibt sich eine nach oben gerichtete Gesamtkraft.

Der Zapfendruck, der nach den Gleichgewichtsbedingungen der Statik dieser Kraft entgegengesetzt sein muß, ist also in der Figur nach unten einzuzeichnen. Oder, anders ausgedrückt: der Zapfen weicht (wohlgemerkt, bei allseitig umschließendem Schmiermittel) senkrecht gegen den Zapfendruck aus. Die Größe der Ausweichung hängt dabei von der Geschwindigkeit (oder vom Zapfendruck) ab. Bei $U = \infty$ ($P = 0$) ist $e = 0$, der Zapfen läuft zentriert; bei $U = 0$ ($P = \infty$) ist $e = \delta$, der Zapfen wird bis an die Lagerschale herangedrängt und sperrt hier den Durchfluß des Schmiermittels ab.

Die andere Gleichgewichtsbedingung, die sich auf die Momente bezieht, ist ebenfalls aus Fig. 5 abzulesen: Die Reibungsdrucke q, und nur diese, geben ein Moment um die Zapfenmitte; dies ist unser Reibungsmoment M. Nach den statischen Gleichgewichtsbedingungen ist dieses durch einen Teil des Antriebsmomentes der Maschine aufzuheben.

6. Quantitative Folgerungen der hydrodynamischen Theorie.

Auf Grund der letzten Bemerkungen verstehen wir ohne weiteres, wie ein bestimmtes Minimum von Reibungsmoment und Reibungszahl zustande kommt. Mit (unendlich) wachsender Geschwindigkeit wächst das Reibungsmoment unendlich an, entsprechend dem immer zunehmenden Geschwindigkeitsgefälle U/h in der Schmierschicht und den damit zunehmenden Reibungsdrucken q; dasselbe zeigt auch Gl. (2) von Petroff, welche ja für hinreichend große U gilt. Bei unendlich abnehmender Geschwindigkeit andererseits werden aber ebenfalls die Reibungsverhältnisse immer ungünstiger. Indem der Zapfen immer mehr an die Lagerschale herangedrängt wird, muß sich das Schmiermittel durch einen immer engeren Spalt hindurchzwängen. Also haben wir einen Anstieg des Reibungsmomentes nicht nur für $U = \infty$, sondern auch für $U = 0$. Dazwischen muß es ein Minimum geben.

Wir kennzeichnen die Lage des Minimums durch unsere unbenannte Zahl z, Gl. (4), und finden dafür und für die zugehörige Reibungszahl auf Grund der mathematischen Theorie:

$$z_{\min} = \frac{12}{5}, \quad \left(\frac{M}{Pr}\right)_{\min} = \frac{2\sqrt{2}}{3}\,\frac{\delta}{r}. \tag{8}$$



Bei günstigsten Reibungsverhältnissen hat also die Reibungszahl einen festen, nur von der geometrischen Gestalt des Lagers abhängigen Wert; gleichzeitig hat, mögen wir nun das Reibungsminimum durch Variation von P oder von U oder von μ erreichen, das Verhältnis $P/\mu U$ stets eine und dieselbe Größe, nämlich nach (4) und (8) den Wert:

$$\frac{P}{\mu U} = \frac{24\pi}{5}\left(\frac{r}{\delta}\right)^2. \tag{9}$$

Damit haben wir diejenigen Gesetze zahlenmäßig präzisiert, die wir bereits in Nr. 4 als Ausfluß unseres allgemeinen Ähnlichkeitsgesetzes an der Erfahrung bestätigen konnten.

Der zahlenmäßige Vergleich von (8) und (9) mit der Erfahrung scheitert leider daran, daß der Lagerspielraum δ nicht gemessen zu werden pflegt und — wegen seiner Veränderung beim Vorgange des Einlaufens — auch schwerlich genau gemessen werden kann. Wir müssen uns daher darauf beschränken zu zeigen, daß umgekehrt aus der Theorie ein Wert von δ gefolgert werden kann, der durchaus vertrauenerweckend ist.

Nach den Figuren 3 und 4 von Stribeck war die Reibungszahl 0,0036; der Zapfenradius betrug 35 mm. Aus der zweiten Gl. (8) folgt also:

$$\delta = 0{,}0036 \cdot \frac{3}{2\sqrt{2}} \cdot 35 = 0{,}13 \text{ mm}.$$

Nach Angabe von Biel war bei dessen Versuchen das ganze Reibungsmoment (einschließlich Kugellagerreibung) im Zustande des Minimums durchschnittlich 75 kg cm; der ganze Zapfendruck war 3920 kg, der Zapfenradius auch hier 35 mm. Daher:

$$\left(\frac{M}{Pr}\right)_{\min} = \frac{75}{3920 \cdot 3{,}5} = 0{,}0055,$$

$$\delta = 0{,}0055 \cdot \frac{3}{2\sqrt{2}}\, 35 = 0{,}20 \text{ mm}.$$

Da wir übrigens (wegen Einrechnung der Kugellagerreibung) das Reibungsmoment M hierbei etwas zu hoch gerechnet haben, wird der wirkliche Wert von δ in diesem Fall noch etwas kleiner als 0,20 mm gewesen sein.

Beide Zahlenwerte (0,13 bei Stribeck und $< 0{,}20$ bei Biel) sind von derjenigen Größenordnung, die man erwarten muß

Aber auch der geradlinige Anstieg der Stribeckschen Kurven hinter dem Minimum läßt sich nunmehr zahlenmäßig mit der Theorie vergleichen. Für diesen soll angenähert die Petroffsche Grenzformel (2) gelten; man kann also aus ihr und den Stribeckschen Beobachtungen unter Benutzung der errechneten Schmierschichtdicke 0,13 mm die Zähigkeitskonstante μ berechnen. Man findet so $\mu = 0{,}03$ in absoluten Einheiten, das ist dreimal so viel wie für Wasser, ein recht plausibler Wert.

Natürlich gestattet die Theorie nun auch, die in Nr. 3 eingeführten Funktionen f und F genau zu bestimmen. Es ergibt sich für die Darstellungen (5) und (6) bei kleinen bzw. großen Werten von z durch passende Reihenentwicklung des ursprünglich komplizierteren funktionellen Zusammenhanges

$$f(z) = \frac{2}{9} z^2 + \cdots$$

bzw.

$$F\left(\frac{1}{z}\right) = -\frac{2}{3}\frac{1}{z^2} + \cdots$$

Was aber gar nicht stimmt, ist die Reibungszahl der Ruhe. Nach der Rechnung würde sie nur wenig größer sein als der Minimalwert, nach der Beobachtung übertrifft sie diesen um das 60fache. Indessen gibt die Theorie hier wenigstens einen Fingerzeig, woher dieser Unterschied stammt. Bei kleiner Geschwindigkeit wachsen in dem engen Schlitz zwischen Zapfen und Lagerschale die Drucke immer mehr an, und zwar (vgl. Fig. 5) nicht nur die positiven, sondern auch die negativen Bestandteile p_1 des Druckes [vgl. Gl (7)], die dann schließlich den positiven Betrag p_0 übertreffen müssen. Die Flüssigkeit befindet sich dann nicht unter Druck, sondern unter Zug; sie gibt demselben nach und reißt ab. Die Theorie zeigt also selbst an, daß eine ihrer wesentlichen Voraussetzungen, die der allseitig umschließenden und zusammenhängenden Schmierschicht, bei kleinen Geschwindigkeiten unzutreffend wird. Sie schränkt also ihren Gültigkeitsbereich selbst ein und erklärt damit in befriedigender Weise ihre Unstimmigkeit mit der Erfahrung bei kleinen Geschwindigkeiten.

7. Bericht über eine Arbeit von Lord Rayleigh.

Lord Rayleigh untersucht in einer seiner letzten, aus seinem Todesjahr stammenden Arbeiten[1]) die Frage, wie sich eine Schmierschicht zwischen einer ebenen, gleichförmig bewegten Unterlage und einer unter Druck stehenden, auf der Schmierschicht lastenden Tragfläche halten kann. Man denke dabei z. B. an das Kreuzkopflager einer Kolbenmaschine. (Daß dabei die ebene Unterlage ruht und die Tragfläche bewegt wird, ist natürlich ohne Belang.) Fig. 6 gibt eine schematische Darstellung der behandelten Verhältnisse und der angewandten Bezeichnungen.

Rayleigh knüpft enge an Reynolds' und meine Untersuchung an, die er dem physikalischen Verständnis näher zu bringen sucht. Ein kurzer Auszug aus seiner Arbeit scheint hier am Platze, als Ersatz für die mathematischen Entwicklungen,

[1]) Philos. Mag. **35**, S. 1, 1918.

die wir bei dem eigentlichen Problem der Zapfenreibung in den vorigen Nummern unterdrücken mußten. Wir beschränken uns dabei auf den Fall, daß nicht nur die Unterlage, sondern auch die Tragfläche eben ist. Dieser Fall ist der Hauptsache nach schon von Reynolds behandelt und von Rayleigh nur numerisch etwas weiter ausgeführt worden. Seine Erweiterung auf gekrümmte oder eckige Tragflächen erwähnen wir nur anhangsweise. Ferner beschränken wir uns auf den Fall, daß die Tragfläche senkrecht zur Zeichenebene der Fig. 6 unbegrenzt ist, also auf das zweidimensionale Problem.

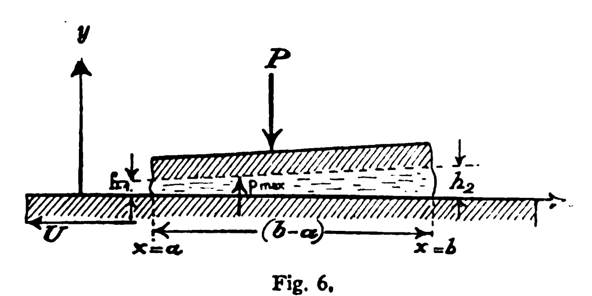


Fig. 6.

Hinsichtlich des dreidimensionalen Problems, welches auch praktisch bedeutungsvoll geworden ist, verweisen wir auf Michell[1]).

Die Grundgleichungen sind die folgenden:

1. Die Differentialgleichung

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}.$$

p ist reine Funktion von x und verschwindet für $x = a$ und $x = b$; u ist reine Funktion von y, wenn h konstant ist; dagegen ist u mit x langsam veränderlich, wenn h wie in Fig. 6 langsam variiert zwischen $h = h_1$ und $h = h_2$.

2. Durch Integration nach y folgt mit den Grenzbedingungen $u = 0$ für $y = h$, $u = -U$ für $y = 0$:

$$u = -U\left(1 - \frac{y}{h}\right) + \frac{\partial p}{\partial x}\,\frac{y^2 - hy}{2\mu}.$$

3. Die Durchflußmenge Q, bei inkompressiblem Schmiermittel eine konstante, von x unabhängige Größe, wird:

$$Q = -\int_0^h u\,dy = U\frac{h}{2} + \frac{\partial p}{\partial x}\,\frac{h^3}{12\mu};$$

hieraus folgt:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{6\mu}{h^3}(2Q - hU). \tag{10}$$

4. Die Integration von (10) nach x liefert bei linear veränderlichem[1]) h, zwischen den Grenzen $x = a$, $h = h_1$, $p_1 = 0$ und $x = b$, $h = h_2$, $p_2 = 0$ genommen:

$$0 = (b-a)\frac{6\mu}{h_1 h_2}\left(U - Q\frac{h_1 + h_2}{h_1 h_2}\right),$$

also, wenn man die Abkürzung H einführt:

$$Q = UH, \quad H = \frac{h_1 h_2}{h_1 + h_2}; \tag{11}$$

bei konstantem $h = h_1 = h_2$ wird, wie es sein muß:

$$Q = U\frac{h}{2}, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad u = -U\left(1 - \frac{y}{h}\right).$$

5. Geht man mit (11) in (10) ein, so folgt:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{6\mu U}{h^3}(2H - h). \tag{12}$$

Durch Integration nach x zwischen a und x wird nunmehr (vgl. Anm. 1):

$$p = (b-a)\frac{6\mu U}{h_2 - h_1}\left(\frac{1}{h} - \frac{H}{h^2} - \frac{1}{h_1} + \frac{H}{h_1^2}\right). \tag{13}$$

Der Druck ist also bei veränderlicher Schmierschichtdicke nicht mehr konstant, sondern geht von dem Werte 0 für $x = a$ durch ein Maximum zu dem Werte 0 bei $x = b$ über.

6. Durch nochmalige Integration nach x zwischen $x = a$ und $x = b$ erhält man (nach einigen Umformungen unter abermaliger Berücksichtigung der in Anm. 1 angegebenen Formeln) die Gesamtlast, die unser Lager tragen kann:

$$\left.\begin{aligned} P = \int_a^b p\,dx &= (b-a)^2\frac{6\mu U}{(h_2 - h_1)^2} \\ &\cdot\left(\log\text{nat}\frac{h_2}{h_1} - 2\frac{h_2 - h_1}{h_2 + h_1}\right), \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

[1]) Zeitschr. f. Math. u. Phys. **52**, S. 124, 1905.

[1]) Setzt man $h = \alpha + \beta x$, so wird (vgl. Fig. 6):

$$\beta = \frac{h_2 - h_1}{b - a},$$

$$\int_a^b \frac{dx}{h^3} = -\frac{1}{2\beta}\left(\frac{1}{h_2^2} - \frac{1}{h_1^2}\right),$$

$$\int_a^x \frac{dx}{h^3} = -\frac{1}{2\beta}\left(\frac{1}{h^2} - \frac{1}{h_1^2}\right),$$

$$\int_a^b \frac{dx}{h^2} = -\frac{1}{\beta}\left(\frac{1}{h_2} - \frac{1}{h_1}\right),$$

$$\int_a^x \frac{dx}{h^2} = -\frac{1}{\beta}\left(\frac{1}{h} - \frac{1}{h_1}\right),$$

$$\int_a^b \frac{dx}{h} = \frac{1}{\beta}\log\text{nat}\frac{h_2}{h_1} \text{ usf.}$$

bezogen auf 1 cm Tiefenerstreckung der Tragfläche (d. h. Erstreckung senkrecht gegen die Ebene der Figur). Rayleigh berechnet den Ausdruck (14) für verschiedene Werte von h_2/h_1 und findet, daß er am günstigsten ausfällt für $h_2/h_1 = 2{,}2$, nämlich

$$P = 0{,}16\,\mu\,U\frac{(b-a)^2}{h_1^{\,2}}\,. \qquad (15)$$

Nehmen wir beispielsweise $\mu = 0{,}03$ (wie in der vorigen Nr.), $U = 1$ m/sec, $h_1 = 0{,}2$ mm (ebenfalls ähnlich wie in der vorigen Nr.), $b - a = 10$ cm, so folgt als tragbare Last für den Quadratcentimeter der Tragfläche:

$$\frac{P}{b-a} = 1{,}2\cdot 10^6\,\frac{\text{dyn}}{\text{cm}} = 1{,}2\,\frac{\text{kg}}{\text{cm}}\,.$$

Diese verhältnismäßig hohe Tragfähigkeit ist lediglich bedingt durch die vornübergeneigte Lage der Tragfläche. In der Tat wird ja für $h_2 - h_1 = 0$ nach (14) auch $P = 0$.

Wir haben hier ein völliges Analogon zu unseren Ergebnissen bei dem Zapfenlager: Auch dort war die exzentrische Lage des Zapfens und die damit gegebene Veränderlichkeit der Schmierschichtdicke wesentliche Bedingung dafür, daß ein endlicher Zapfendruck P vom Lager aufgenommen werden konnte; auch dort fand die Verschiebung des Zapfens im Sinne der Geschwindigkeit U des Zapfenumlaufs statt — ähnlich wie hier die Vornüberneigung der Tragfläche nach der Richtung der Bewegung U erfolgt.

Auch hinsichtlich der Druckverteilung im Schmiermittel besteht eine Analogie zu den Verhältnissen bei der Zapfenreibung: Die Stelle maximalen Druckes liegt der vorderen Kante der Tragfläche näher als der hinteren. Wir entnehmen nämlich aus Gl. (12), daß an dieser Stelle $h = 2\,H$ sein muß; das bedeutet im Falle größter Tragfähigkeit ($h_2/h_1 = 2{,}2$):

$$h = 1{,}37\,h_1\,.$$

Hieraus schließt man leicht, daß die Stelle maximalen Druckes die Koordinate hat:

$$x = a + 0{,}31\,(b-a)\,; \qquad (16)$$

sie befindet sich also etwa im Abstande ein Drittel der ganzen Tragflächenlänge von der vorderen Kante. Ähnlich zeigt sich beim Problem der Zapfenreibung, daß die Stelle maximalen Druckes sich um so mehr nach dem Orte der dünnsten Schmierschicht (also in Fig. 5 nach links hin) verlagert, je exzentrischer die Zapfenlage wird (vgl. auch den Schluß der vorigen Nr.).

Mit dieser Druckverteilung hängt ersichtlich auch die Lage des Angriffspunktes der Last P zusammen, die der Wirkung der Flüssigkeitsdrucke p das Gleichgewicht hält. Auch dieser Angriffspunkt ist gegen die Mitte der Tragfläche im Sinne der Bewegung nach vorn verschoben. Als seinen Abstand von der vorderen Kante berechnet Rayleigh im Falle größter Tragfähigkeit:

$$\bar{x} = a + 0{,}42\,(b-a)\,. \qquad (17)$$

Wie schon erwähnt, untersucht Rayleigh auch den Einfluß, den eine gekrümmte, schaufelartige Form der Tragfläche oder eine plötzliche Einspringung derselben (Schmiernute) auf die Tragfähigkeit des Lagers hat; er findet diesen Einfluß unbeträchtlich gegenüber dem Einfluß der Vornüberneigung der Tragfläche, der den wesentlichen Grund der Tragfähigkeit darstellt.

Was an dieser Darstellung unbefriedigend bleibt, ist die Frage, wie groß sich in Wirklichkeit der Abstand h_1 zwischen der Vorderkante und der Unterlage einstellt. (Wir nahmen ihn oben bei unserer Zahlenrechnung ziemlich willkürlich zu 0,2 mm an.) Nach Gl. (14) oder (15) ist dieser Abstand durchaus maßgebend für die absolute Größe des aufzunehmenden Druckes; er scheint aber im vorliegenden Problem auf reinhydrodynamischer Grundlage nicht berechnet werden zu können, sondern dürfte nur aus den Kohäsionsverhältnissen des Schmiermittels zu bestimmen sein. —

Die hier mitgeteilten Überlegungen und Formeln sind, soweit sie sich schon bei Reynolds vorfinden, auch von Herrn Gümbel im Zusammenhang mit anderen Problemen der Lagerreibung dargestellt worden.[1]) Herr Gümbel beschäftigt sich ferner hier und an anderen Stellen eingehend mit meiner Theorie der Zapfenreibung und sucht sie unter Verwertung von Versuchsergebnissen weiter auszubauen. Ich brauche wohl kaum zu sagen, daß ich jederzeit die Notwendigkeit gefühlt habe, gerade auf diesem seiner Natur nach verwickelten Gebiete die theoretische Überlegung durch Versuche zu kontrollieren, ja daß ich seinerzeit überrascht war, in den Stribeckschen Versuchen die Theorie innerhalb gewisser Grenzen so weitgehend bestätigt zu finden. Meine Aufgabe habe ich in meiner früheren sowie der gegenwärtigen Veröffentlichung darin gesehen, die reinhydrodynamische Theorie so weit zu entwickeln, daß die Grenzen ihrer Übereinstimmung oder Nichtübereinstimmung mit der Erfahrung festgestellt werden konnten. Das ungünstige Urteil[2]), das Herr Gümbel über meine Theorie vom praktischen Standpunkte aus fällt, scheint mir daher haltlos.

[1]) Jahrbuch der Schiffsbautechnischen Gesellschaft, November 1916; vgl. insbesondere Teil III, § 15.

[2]) Monatsblätter des Berliner Bezirksvereins deutscher Ing., April 1914; vgl. insbesondere Nr. 20.

(Eingegangen am 25. Januar 1921.)

Originalmitteilungen.

Zur Theorie der Lichtbogenschwingungen.

Von E. Mayer.

(Schluß.)

Kapitel V. Stabilität des Speisekreises.

§ 1. Allgemeine Bedingungen.

Bisher ist auf den Speisekreis nicht eingegangen worden. Der Speisestrom i_g war gegeben, wobei es dahingestellt blieb, wie der Speisekreis beschaffen war. Es soll nun unter der Annahme einer konstanten Maschinenspannung E_g bestimmt werden, in welchem Gebiete der Vorschaltwiderstand r des Speisekreises liegen muß, damit trotz der abfallenden Charakteristik des Lichtbogens ein stabiler Betrieb bei dem Speisestrome i_g möglich ist.

Es sind bekanntlich zwei Bedingungen zu erfüllen:

1. Damit stationärer Zustand vorhanden ist, muß die Leistungszufuhr von der Maschine A_g gleich der verzehrten Leistung A_v sein, oder
$$A_g - A_v = 0.$$
2. Damit bei zufälligen kleinen Schwankungen des Speisestromes, verursacht durch plötzliche kleine Änderungen der Maschinenspannung oder des Lichtbogens, das System sich wieder auf den ursprünglichen Wert des Speisestromes einstellt, wenn die Ursache der Änderung vorüber ist, muß bei einer Vergrößerung des Speisestromes die gelieferte Leistung kleiner als die verbrauchte werden, oder
$$\frac{d}{d i_g}(A_g - A_v) < 0.$$

§ 2. Lichtbogen ohne Schwingungskreis.

Der Schalter s in Fig. 1 sei offen, die Gleichstrommaschine speise also nur den Lichtbogen ohne Schwingungskreis.

Dann lauten die Bedingungen für stationären und stabilen Betrieb:

$$1. \qquad E_g i_g = v_l i_g + r i_g^2$$
$$\text{oder} \qquad E_g = v_l + r i_g.$$
$$2. \qquad -\left(\frac{d v_l}{d i_g} + r\right) < 0.$$

v_l ist für irgendeinen Speisestrom durch die statische oder Gleichstromcharakteristik gegeben. $d v_l / d i_g$ ist aber gleich der trigonometrischen Tangente des Neigungswinkels der Tangente der Charakteristik im Punkte i_g gegen die i_l-Achse.

Daraus ergibt sich allgemein die Größe des Vorschaltwiderstandes r, bei welchem in einem Kreise mit konstanter Gleichstromspannung und einem Lichtbogen Stabilität vorhanden ist, zu
$$r > \operatorname{tg} \alpha.$$

Diese Beziehung ist als Kaufmannsche Beziehung bekannt. Im Spezialfalle eines Lichtbogens mit der Charakteristik
$$v_l = a + \frac{b}{J_0 + i_g}$$
wird
$$r \geqq \frac{b}{(J_0 + i_g)^2}.$$

§ 3. Lichtbogen mit Schwingungskreis.

Der Schalter s sei geschlossen und es seien im Hochfrequenzkreise CLR Schwingungen vorhanden, deren Amplitude J sich nicht viel von i_g unterscheidet. Für den Speisekreis sei wiederum die Annahme gemacht, daß $E_g = \text{const}$. Es sind für den stabilen, stationären Zustand dann die Bedingungen der Gleichungen 1 und 2 in § 2 zu erfüllen.

Es ist
$$A_g = E_g i_g.$$
Die verbrauchte Leistung aber wird
$$A_v = r i_g^2 + v_m i_g,$$
worin v_m den zeitlichen Mittelwert der Spannung am Lichtbogen bedeutet. Der Wert v_m hängt allgemein ab von dem Verlaufe der Mittelcharakteristik (siehe S. 25), dem Speisestrom i_g und der Amplitude J. Unter der Voraussetzung, daß beim Betriebe $J = i_g$ ist, ist bei vorgegebener Mittelcharakteristik v_m nur eine Funktion von i_g. Diese Voraussetzung trifft nicht genau zu, da man stets mit $J > i_g$ arbeiten muß, um Schwingungen konstanter Amplitude zu haben. Doch ist J nur wenig größer als i_g und infolgedessen v_m ungefähr gleich dem Werte, der $J = i_g$ entspricht. Außerdem ist die Änderung der bei Schwingungen zweiter Art tatsächlich auftretenden Mittelspannung bei einer kleinen Änderung von i_g der Richtung und Größe nach ungefähr gleich der Änderung, welche v_m erfährt, wenn man den theoretisch möglichen Fall voraussetzt, daß auch bei kleinen Änderungen von i_g immer $J = i_g$ bleibt, vorausgesetzt, daß J nicht viel größer ist als i_g.

Wie aus der Fig. 42 ersichtlich ist, findet die größte Leistungsentwicklung im Kreise statt, wenn $J = i_g$ ist, und infolgedessen ist das für $J = i_g$ berechnete v_m stets ein wenig größer als das in Wirklichkeit auftretende. Der Fall $J = i_g$ ist also als obere Grenze anzusehen und dieser Umstand bei den Folgerungen zu berücksichigen.



Unter den vorstehenden Voraussetzungen erhält man also die Bedingungen für stationären stabilen Betrieb, wenn man statt v_l in Gleichung 1 und 2 Seite 94 einfach v_m einsetzt.

Es gilt also für den Vorschaltwiderstand auch im Falle des Vorhandenseins von Schwingungen

$$r \gtreqless \operatorname{tg} \alpha',$$

worin α' den Neigungswinkel der Tangente der Charakteristik der Mittelwerte (Ordinaten gleich v_m, Abszissen gleich i_g) beim Speisestrom i_g gegen die i-Achse bedeutet. Die Charakteristik der Mittelwerte ist aus der dynamischen oder Mittelcharakteristik durch Konstruktion oder Rechnung zu ermitteln, und es genügt tatsächlich, nur die Mittelcharakteristik in Betracht zu ziehen.

Wird für die Mittelcharakteristik eine Beziehung derselben Form angenommen, wie für die statische Charakteristik, wobei die Konstanten aber im allgemeinen andere Werte haben, d. h. ist

$$v_l = a + \frac{b}{J_0 + i_l} = a + \frac{b}{J_0 + i_g + J \sin \omega t},$$

so ist, unter der Annahme $J \approx i_g$,

$$v_m = \frac{1}{T} \int_0^T \left(a + \frac{b}{J_0 + i_g + J \sin \omega t} \right) dt$$

$$= a + \frac{b}{\sqrt{(J_0 + {}_g i)^2 - J^2}}.$$

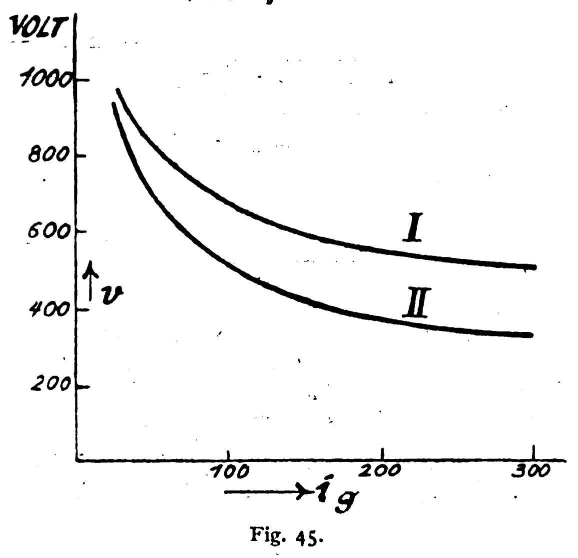


Fig. 45.

In Fig. 45 ist v_m in Abhängigkeit von i für die Mittelcharakteristik

$$v_l = 200 + \frac{40000}{30 + i_l}$$

durch Kurve I dargestellt; die Mittelcharakteristik selbst ist zum Vergleiche in Kurve II wiedergegeben.

Durch Differentiation des Wertes für v erhält man

$$r \geqq \frac{d v_m}{d i_g} \geqq b \cdot \frac{J_0}{\{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2\} \sqrt{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2}}.$$

In Fig. 46 ist die Größe des für Stabilität mindestens erforderlichen Vorschaltwiderstandes beim Betriebe des Bogens ohne und mit Schwingungen (Kurve I bzw. Kurve II) in Abhängigkeit von i_g aufgetragen. Es zeigt sich, daß bei größeren Werten von i_g die beiden Werte von r nicht sehr verschieden voneinander sind, obwohl der gesamte Leistungsverbrauch, uud damit die Spannung E_g beim Betriebe mit Schwingungen erheblich größer sein muß. In beiden Fällen wird r um so kleiner, je größer i_g ist.

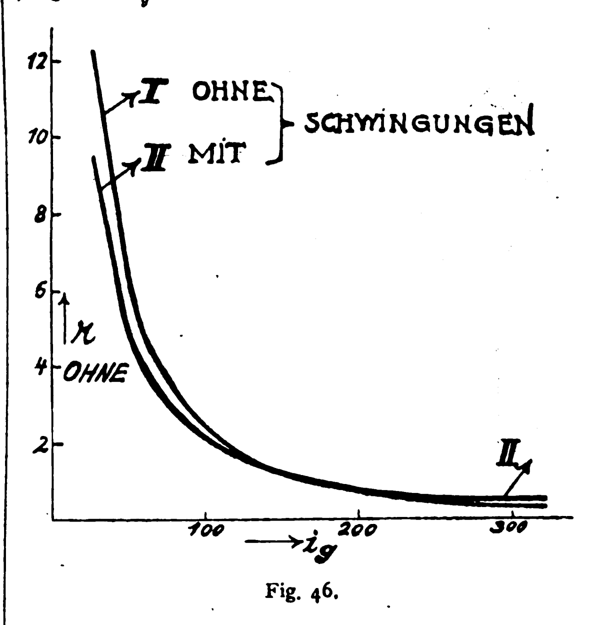


Fig. 46.

Es sei nochmals betont, daß die berechneten Werte von r Grenzwerte darstellen, daß in der Praxis r stets ein wenig größer als der berechnete Wert sein muß, um eine für den Betrieb ausreichende Stabilität zu erzielen.

§ 4. Automatisches Anwachsen des Speisestromes bei Schwingungen zweiter Art.

Bei den bisherigen Betrachtungen über die Stabilität war die Voraussetzung gemacht worden, daß für jedes i_g $J = i_g$ sein soll. Das wäre streng genommen nur zu erreichen, wenn mit der Änderung des Speisestromes gleichzeitig eine entsprechende Änderung des Widerstandes R im Schwingungskreise vorgenommen würde.

Es soll nun diese Voraussetzung fallen gelassen werden, ferner sei R vorgegeben, wie es naturgemäß in der Praxis der Fall ist, und von solcher Größe, daß bei dem betrachteten Speisestrome i_g gerade Schwingungen entstehen. r sei so gewählt,

daß nach den Ableitungen des vorigen Paragraphen gerade Stabilität im Speisekreise besteht, wenn $J = i_g$ ist. Es wurde gezeigt, daß dann im Momente, wo $J = i_g$ geworden ist, dem Schwingungskreise mehr Leistung zugeführt wird, als er verbraucht, so daß notwendig eine Steigerung von J eintreten muß. Die Frage ist dann, wie verhält sich der Speisestrom, wenn J über i_g hinaus zunimmt.

Es ist leicht zu übersehen, daß ein automatisches Anwachsen des Speisestromes stattfindet. Zu diesem Zwecke werde der zeitliche Mittelwert der Spannung am Bogen, v_m, bei Schwingungen zweiter Art berechnet, unter der Annahme, daß i_g konstant ist.

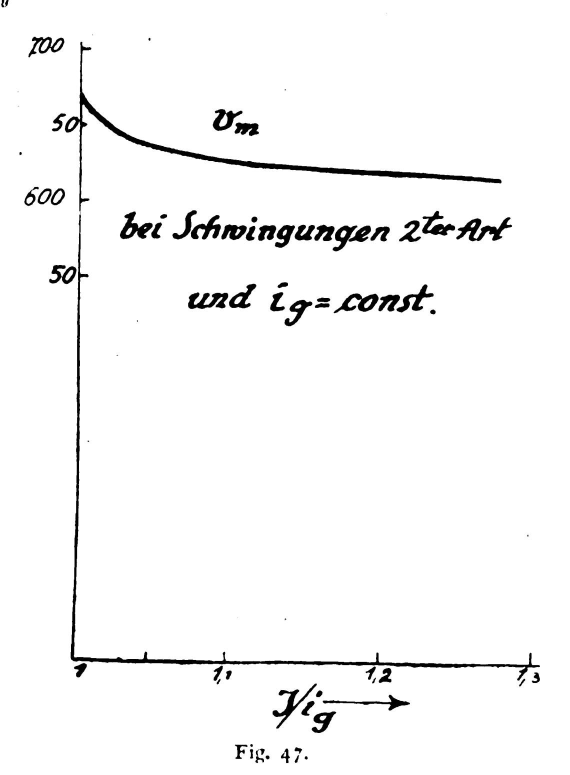


Fig. 47.

Es ist

$$v_m = (v_{ml} \cdot \tau_l + v_{ms} \cdot \tau_s) \frac{1}{\tau_s + \tau_l}.$$

Darin bedeutet v_{ml} den Mittelwert der Spannung während des Ladestadiums und v_{ms} den Mittelwert der Spannung während des Schwingungsstadiums.

Wie schon gezeigt wurde ist

$$v_{ml} = i_g \cdot R + v',$$

worin v' die konstante Spannung am Kondensator C bedeutet, welche sich zu der durch den Schwingungsstrom erzeugten Wechselspannung addiert (siehe Seite 23).

Weiterhin ist

$$v_{ms} = \frac{1}{\tau_s} \int_{t_1}^{t_{II}} v_l \, dt.$$

Für die Charakteristik von der Form

$$v_l = a + \frac{b}{J_0 + i_l}$$

wird

$$v_{ms} = \frac{1}{\tau_s} \int_{t_1}^{t_{II}} \left(a + \frac{b}{J_0 + i_g + J \sin \omega t} \right) dt.$$

Die Auswertung des Integrals ergibt für $J_0 + i_g > J$

$$v_{ms} = a + \frac{4b}{\left(2\pi - 2 \arccos \frac{i_g}{J}\right) \sqrt{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2}}$$

$$\operatorname{arc\,tg} \sqrt{\frac{J_0 + i_g - J}{J_0 + i_g + J}} \operatorname{tg} \frac{\pi - \arccos \frac{i_g}{J}}{2},$$

und für $J_0 + i_g < J$

$$v_{ms} = a + \frac{2b}{\left(2\pi - 2 \arccos \frac{i_g}{J}\right) \sqrt{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2}}$$

$$\lg \frac{(J - J_0 - i_g) \operatorname{tg}^2 \frac{\pi - \arccos \frac{i_g}{J}}{2} + J + J_0 + i_g + 2 \sqrt{J^2 - (J_0 + i_g)^2} \operatorname{tg} \frac{\pi - \arccos \frac{i_g}{J}}{2}}{(J - J_0 - i_g) \operatorname{tg}^2 \frac{\pi - \arccos \frac{i_g}{J}}{2} + J + J_0 + i_g - 2 \sqrt{J^2 - (J_0 + i_g)^2} \operatorname{tg} \frac{\pi - \arccos \frac{i_g}{J}}{2}}$$

Die Auswertung von v_m für die Charakteristik der Fig. 10 ergibt die Kurve der Fig. 47 bei $i_g = 100$. Es zeigt sich, daß eine Vergrößerung von J über i hinaus einen schnellen Abfall von v_m mit sich bringt. Besonders in nächster Nähe von $i = i_g$ ist der Abfall sehr steil. Daraus aber ist der Schluß zu ziehen, daß, sobald J über i_g hinaus anwächst, i_g steigen muß.

Es war nämlich für $J = i_g$

$$E_g = r i_g + v_m,$$

und es muß wiederum für $J' > i_g$ sein

$$E_g = r i_g' + v_m'.$$

Es ist aber $v_m' < v_m$, also muß $i_g' > i_g$ sein. Es tritt also eine automatische Steigerung des Speisestromes ein.

Wie groß der neue Speisestrom i_g' sein wird, hängt von vielerlei Faktoren ab, erstens vom Vorschaltwiderstand, zweitens von dem Verlaufe von v_m bei steigendem J, drittens vom Verlaufe von v_m bei steigendem i_g. Es ist infolgedessen außerordentlich umständlich und schwierig, festzustellen, bei welchen Werten von i_g und J stationärer Zustand eintritt. Es genügt aber darauf hinzuweisen, daß infolge der Verringerung der Mittelspannung am Bogen bei Übergang von Schwingungen erster auf solche zweiter Art der Speisestrom steigende Tendenz erhält, so daß i_g das Bestreben hat J zu folgen.

Es haben sich also drei Gründe für die in der Praxis beobachtete Tatsache ergeben, daß bei Lichtbogensendeanlagen der Effektivwert des Stromes in der Antenne stets ungefähr gleich 0,707 i_g ist, was, wie gezeigt wurde, gleichbedeutend mit $J = i_g$ ist.

1. Die Energie, welche dem Schwingungskreis zugeführt wird, fällt mit Eintritt von Schwingungen zweiter Art rapide ab, und zwar um so mehr, je steiler die Charakteristik, während der Energieverlust zunimmt. Es tritt also schon bei kleinem Anwachsen von J über i hinaus Gleichgewicht im Hochfrequenzkreise ein. Nur in Ausnahmefällen, in denen die mittlere Spannung am Lichtbogen sehr hoch ist (Quecksilberdampfbogen), gilt infolge des großen Ladebeitrages diese These nicht.
2. Um eine möglichst große Belastung des Lichtbogengenerators zu erzielen, kann ein Nachregulieren des Speisestromes vorgenommen werden, nachdem Schwingungen zweiter Art entstanden sind, bis zu einem Punkte, wo J nur wenig größer als i_g ist, wovon in der Praxis Gebrauch gemacht wird.
3. Der Speisestrom hat die Tendenz sich automatisch zu vergrößern im Augenblicke, wo J über i_g hinaus anwächst, weil durch dieses Anwachsen die Mittelspannung am Bogen rapide abnimmt und zwar ebenfalls um so schneller, je steiler die Charakteristik. Dieses automatische Anwachsen des Speisestromes verringert das Verhältnis J/i_g wiederum bis in die Nähe von 1, sobald es durch Steigen von J infolge überschüssiger Energiezufuhr an den Hochfrequenzkreis CLR darüber hinaus getrieben wird.

Kapitel VI. Wirkungsgrad des Lichtbogengenerators.

Der Gesamtwirkungsgrad eines Lichtbogengenerators ist das Verhältnis der im Schwingungs-(Antennen)kreise erzeugten zu der von der Gleichstrommaschine abgegebenen Leistung, d. h.

$$\eta = \frac{R J_{eff}^2}{E_g i_g}.$$

Diesen Gesamtwirkungsgrad kann man als das Produkt zweier Teilwirkungsgrade auffassen, des Wirkungsgrades der Speiseleitung η_1 und des Wirkungsgrades der Hochfrequenzseite η_2, so daß ist

$$\eta = \eta_1 \cdot \eta_1.$$

§ 1. Wirkungsgrad der Speiseleitung.

Der Wirkungsgrad der Speiseleitung ist das Verhältnis der Leistung, die von dem aus Lichtbogen und Schwingungskreis bestehenden System aufgenommen wird, zu der von der Maschine abgegebenen Leistung:

$$\eta_1 = \frac{v_m i_g}{E_g i_g} = \frac{v_m}{E_g} = \frac{E_g - r i_g}{E_g}.$$

a) Sind keine Schwingungen vorhanden, so geht das über in

$$\eta_1 = \frac{v_l}{E_g}.$$

Legt man wiederum die Charakteristik I der Fig. 10 zugrunde, deren Gleichung lautet:

$$v_l = a + \frac{b}{J_0 + i_l},$$

und wählt für r den Minimalwert gleich tg α, bei dem gerade noch Stabilität vorhanden ist, so erhält man den maximal erreichbaren Wert von η_1 zu

$$\eta_{1\,max} = 1 - \frac{\operatorname{tg} \alpha i_g}{E_g} = 1 - \frac{\operatorname{tg} \alpha i_g}{v_l + \operatorname{tg} \alpha i_g}$$
$$= 1 - \frac{\frac{b i_g}{(J_0 + i_g)^2}}{a + b\frac{1}{J_0 + i_g} + \frac{b i_g}{(J_0 + i_g)^2}}$$
$$= 1 - \frac{b i_g}{a (J_0 + i_g)^2 + b (J_0 + 2 i_g)}.$$

Kurve I der Fig. 48 zeigt die Abhängigkeit des Wertes vom Speisestrom i_g für die Charakteristik $v_l = 200 + \frac{40000}{30 + i_l}$. Der Wirkungsgrad hat bei verhältnismäßig kleinen Werten von i_g ein Minimum und nimmt dann langsam zu. Dabei ist die Größe der Konstanten a der Charakteristik von besonderer Bedeutung. Im Grenzfalle, daß $a = 0$ ist, daß also die Spannung am Bogen für große Werte von i_l ungefähr gleich 0 wird, verläuft der Wirkungsgrad nach Kurve II der Fig. 48. Er hat abfallende Tendenz und strebt dem Endwerte 0,5 zu. Ist $a = 0$, so hat b keinerlei Einfluß auf den Verlauf des Wirkungsgrades. Aber auch bei $a \neq 0$ bleibt der Charakter der Kurve bei einer Änderung von b derselbe.



Ein Spezialfall der diesen Berechnungen zugrunde gelegten Charakteristik ist der der gleichseitigen Hyperbel, für welche die Koordinatenachsen Asymptoten sind. Ist nämlich $a = 0$ und

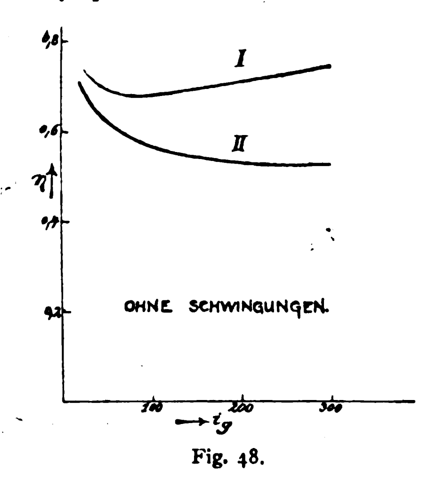


Fig. 48.

$J_0 = 0$, so hat die Charakteristik die Form der Kurve in Fig. 49, deren Gleichung lautet:

$$v_l = \frac{b}{i_l}.$$

In diesem Spezialfall wird

$$r = \operatorname{tg} \alpha = \frac{b}{i_g^2}$$

und

$$\eta_{1\,\max} = 1 - \frac{b}{2b} = 0{,}5$$

unabhängig von der Wahl des Speisestromes.

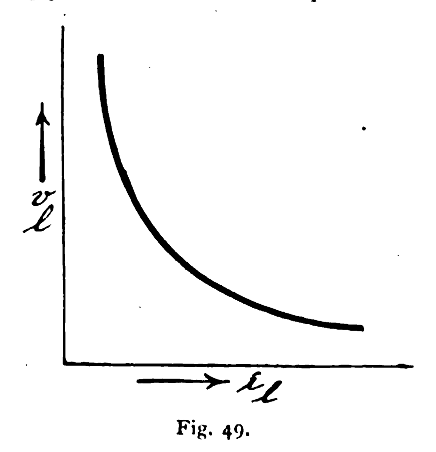


Fig. 49.

b) Sind Schwingungen vorhanden, so tritt der zeitliche Mittelwert der Lichtbogenspannung, v_m, an Stelle von v_l, wobei v_m sich aus der Charakteristik der Mittelwerte bestimmt, und an Stelle von $\operatorname{tg} \alpha$ tritt $\operatorname{tg} \alpha'$ als Größe des Minimalwertes von r, bei dem noch Stabilität eintritt, wobei α' der Neigungswinkel der Tangente der Charakteristik der Mittelwerte im Punkte i_g (Kurve I der Fig. 45) gegen die Horizontale ist.

Es wird dann allgemein

$$\eta_{1\,\max} = 1 - \frac{\operatorname{tg} \alpha' i_g}{v_m + \operatorname{tg} \alpha' i_g}.$$

Nimmt man für die Mittelcharakteristik, aus der sich v_m bestimmt, eine Beziehung derselben Form

$$v_l = a + \frac{b}{J_0 + i_l}$$

an, wie für die statische Charakteristik, so wird unter der Annahme, daß $J \approx i_g$ ist,

$$\eta_{1\,\max} = 1 - \frac{b J_0 i_g}{a\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2}\{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2\} + b\{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2\} + b J_0 i_g}.$$

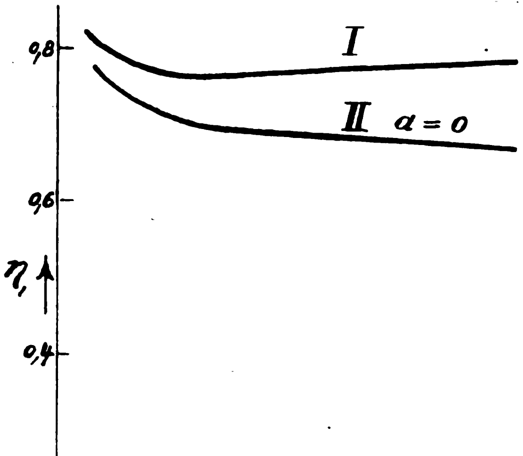
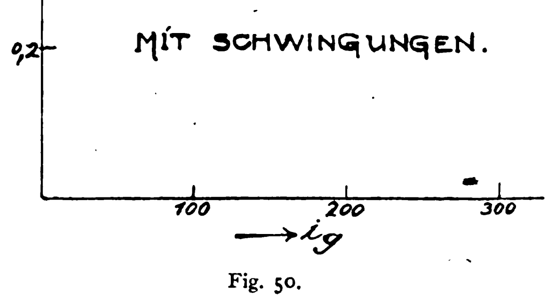



Fig. 50.

Die Auswertung des Wirkungsgrades für den Fall der schon mehrfach verwandten Charakteristik ergibt die Kurve I der Fig. 50. Es zeigt sich, daß der maximale Wirkungsgrad der Speiseleitung für einen größeren Bereich des Speisestromes praktisch konstant ist. Durch Vergleich mit Kurve I der Fig. 48 sieht man, daß $\eta_{1\,\max}$ beim Betriebe mit Schwingungen höher liegt als ohne Schwingungen. Bei Schwingungen der angenommenen Art ($J = i_g$) wird also ein größerer Prozentsatz der gelieferten Energie von dem System bestehend aus Lichtbogen und Schwingungskreis aufgenommen.

Um den Einfluß der Konstanten der Mittelcharakteristik auf den Wirkungsgrad festzustellen, sei in Kurve II der Fig. 50 der Wirkungsgrad für den Grenzfall $a = 0$, d. h. für die Charakteristik $v_l = \frac{40000}{30 + i_l}$ aufgetragen. $\eta_{1\max}$ nähert sich dann dem Werte 0,667 um so mehr, je größer der Speisestrom i_g wird, während nach Kurve II der Fig. 48 beim Betriebe ohne Schwingungen für große Werte von i_g $\eta_{1\max} = 0{,}5$ wurde.

Im Spezialfalle, in dem die Mittelcharakteristik eine gleichseitige Hyperbel mit den Koordinatenachsen als Asymptoten ist $\left(v_l = \frac{b}{i_l}\right)$, wird für alle Werte von i_g

$$\eta_{1\max} = 0{,}667.$$

Es ist nämlich in diesem Falle

$$\eta_{1(J_0=0)} = 1 - \frac{b J_0 i_g}{b\{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2\} + b J_0 i_g} = 1 - \frac{0}{0}.$$

Es ist aber

$$\lim_{J_0=0} \frac{b J_0 i_g}{b\{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2\} + b J_0 i_g}$$

$$= \frac{i_g}{2(J_0 + i_g) + i_g} = \frac{1}{3}.$$

$$\eta_{1(J_0=0)} = 1 - \tfrac{1}{3} = 0{,}667.$$

Liebowitz hat die Frage nach dem maximalen Wirkungsgrad eines Lichtbogengenerators untersucht und ist zu dem Resultat gelangt, daß der Wirkungsgrad der Speiseleitung jedenfalls nicht größer als 50% sein kann. Er geht dabei von der Überlegung aus, daß die im Hochfrequenzkreise verbrauchte Leistung jedenfalls nicht größer sein kann als die dem Lichtbogen vom Speisekreis zugeführte. Er berechnet den Wirkungsgrad des Systems Lichtbogen plus Speiseleitung, ohne Schwingungskreis, und zwar unter der Annahme einer gleichseitigen Hyperbel

$$v_l = \frac{b}{i_l}$$

als Charakteristik. Dabei findet Liebowitz, im Einklang mit a), 50% Maximalwirkungsgrad.

Gegen die Folgerung, daß damit überhaupt der Maximalwirkungsgrad eines Lichtbogengenerators 50% ist, ist aber nach a) und b) folgendes einzuwenden:

1. Die Energie, die dem System Lichtbogen plus Hochfrequenzkreis zugeführt wird, wenn Schwingungen vorhanden sind, ist größer als die Energie, welche dem Lichtbogen allein zufließt, wenn der Hochfrequenzkreis abgeschaltet ist.
2. Ist der Hochfrequenzkreis angeschaltet und sind Schwingungen in ihm vorhanden, so berechnet sich der Wirkungsgrad nicht aus der statischen Charakteristik, sondern aus der Charakteristik der Mittelwerte. Für diese ist aber die Annahme einer gleichseitigen, nicht gegen die Koordinatenachsen verschobenen Hyperbel absolut unstatthaft. Hätte Liebowitz eine andere Form der Charakteristik, z. B. $v_l = a + \frac{b}{J_0 + i_l}$ angenommen, so würde er auch bei seiner Überlegung auf höhere Wirkungsgrade gekommen sein.

§ 2. Wirkungsgrad der Hochfrequenzseite.

Der Wirkungsgrad η_2 der Hochfrequenzseite ist das Verhältnis der Nutzleistung $R J_{\text{eff}}^2$ zu der insgesamt vom System Lichtbogen plus Schwingungskreis aufgenommenen Leistung, d. h.

$$\eta_2 = \frac{R J_{\text{eff}}^2}{v_m i_g}.$$

Beschränkt man sich wieder auf den Fall, daß $J = i_g$ ist, so wird

$$\eta_2 = \frac{\frac{1}{2} R i_g^2}{v_m i_g}.$$

Dabei muß R, bzw. i_g bei vorgegebenem R, einen ganz bestimmten Wert haben.

Für die Mittelcharakteristik

$$v_l = a + \frac{b}{J_0 + i_l}$$

ergab sich (siehe S. 79) die Beziehung zwischen R und i_g

$$R = \frac{2b}{i_g^2}\left(\frac{J_0 + i_g}{\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2}} - 1\right).$$

Ist R größer als dieser Betrag, so können keine Schwingungen bestehen. Ist R kleiner, so bestehen Schwingungen zweiter Art, für die $J > i_g$ ist. Immerhin gelten die Beziehungen noch sehr annähernd, wenn R nur wenig kleiner ist. Auch dann entfernt sich nach S. 80 J nur wenig von i_g.

Fernerhin war (siehe S. 95)

$$v_m = a + \frac{b}{\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2}}.$$

Es ergibt sich daher

$$\eta_{2\max} = \frac{b\left(\frac{i_g + J_0}{\sqrt{(i_g + J_0)^2 - i_g^2}} - 1\right)}{a i_g + \frac{b i_g}{\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2}}}$$

$$= \frac{b}{i_g} \cdot \frac{i_g + J_0 - \sqrt{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2}}{a\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2} + b}.$$

Die Auswertung von η_2 für die bisher verwandte Charakteristik ergibt die Kurve I der Fig. 51. Wird $a = 0$, so erhält man die Kurve II derselben Figur, die bedeutend günstiger ist. Hingegen hat eine Änderung von b nur einen geringen Einfluß auf die Wirkungsgradkurve, solange a nicht außergewöhnlich groß ist. Für $a = 0$ ist b über-

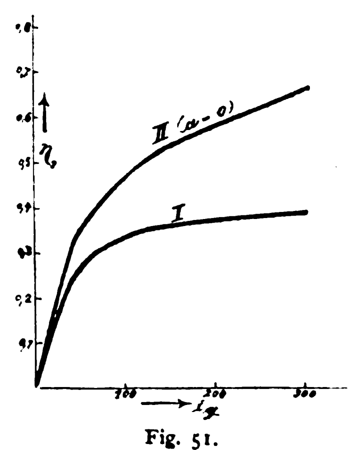


Fig. 51.

haupt ohne jeden Einfluß auf den Verlauf des Wirkungsgrades η_2. Werte für η_2 von 60% und mehr sind nach den Erfahrungen des Verfassers in der Praxis durchaus zu erreichen.[1])

[1]) Für die Bestimmung von η_2 kann man auch den folgenden Weg einschlagen. Die im Lichtbogen absorbierte Leistung ist in jedem Zeitelement dt gleich dem Produkt aus den Momentanwerten von Lichtbogenstrom und Lichtbogenspannung. Die Leistung wird also

$$W_l = \frac{1}{T}\int_0^T e_l\, i_l\, dt\,.$$

Für die behandelte Charakteristik wird das

$$W_l = \frac{1}{T}\int_0^T \left(a + \frac{b}{J_0 + i_g + J\sin\omega t}\right)(i_g + J\sin\omega t)\, dt$$

$$= a\, i_g + b\,\frac{1}{T}\int_0^T \left(1 - \frac{J_0}{J_0 + i_g + i_g \sin\omega t}\right) dt\,,$$

also

$$W_l = a\, i_g + b\left(1 - \frac{J_0}{\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2}}\right).$$

Dabei ist wiederum angenommen, daß $J = i_g$ ist. In dem Falle muß sein

$$e_m\, i_g = W_l + \tfrac{1}{2} R\, i_g^2$$

oder

$$a\, i_g + \frac{b\, i_g}{\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2}}$$

$$= a\, i_g + b\left(1 - \frac{J_0}{\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2}}\right) + \tfrac{1}{2} R\, i_g^2.$$

Daraus

$$R = \frac{2b}{i_g^2}\left(\frac{i_g + J_0}{\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2}} - 1\right),$$

wie schon auf S. 70 auf andere Weise bestimmt wurde.

§ 3. Gesamtwirkungsgrad.

Unter der Voraussetzung, daß $J = i_g$ ist, wird der Gesamtwirkungsgrad

$$\eta_{max} = \eta_{1\,max} \cdot \eta_{2\,max} = \frac{\frac{1}{2} R\, i_g^2}{E_g\, i_g} = \frac{\frac{1}{2} R\, i_g}{E_g}$$

$$\eta_{max} = \frac{b}{i_g}\,\frac{i_g + J_0 - \sqrt{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2}}{a\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2} + b}\,.$$

$$\left(1 - \frac{b\, J_0\, i_g}{a\left[(J_0 + i_g)^2 - i_g^2\right]^{3/2} + b\{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2\} + b\, J_0\, i_g}\right).$$

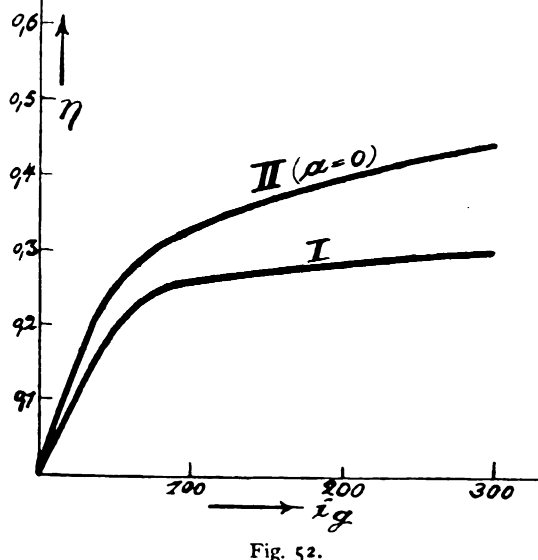


Fig. 52.

In Fig. 52 sind die Zahlenwerte für η_{max} aufgetragen und zwar gibt Kurve I den Verlauf für $a = 200$, II den für $a = 0$ an. Je kleiner a, desto besser wird η. Der Wirkungsgrad wird um so besser, je größer i_g. Kleiner Antennenwiderstand, der für gegebene Charakteristik einen größeren Speisestrom gestattet, wirkt also äußerst

Weiter ergibt sich

$$\eta_2 = \frac{e_m\, i_g - W_l}{e_m\, i_g} = 1 - \frac{W_l}{e_m\, i_g}$$

$$= 1 - \frac{a\, i_g + b\left(1 - \frac{J_0}{\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2}}\right)}{a\, i_g + b\,\frac{i_g}{\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2}}}$$

$$= \frac{b}{i_g}\,\frac{i_g + J_0 - \sqrt{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2}}{a\sqrt{(J_0 + i_g)^2 - i_g^2} + b}\,,$$

wie schon vorher bewiesen.

Der Betrag W_l geht als Wärme im Lichtbogen verloren.

günstig auf den Gesamtwirkungsgrad. Von den Konstanten der Charakteristik hat außer a nur J_0 einen erheblichen Einfluß. Je kleiner J_0 ist, je steiler also der Abfall der Charakteristik bei kleinen Werten von i_l ist, desto besser wird der Gesamtwirkungsgrad. Es sei jedoch nochmals hervorgehoben, daß der so berechnete Gesamtwirkungsgrad immer höher liegt als der in der Praxis mit einer Mittelcharakteristik von der angenommenen Form zu erreichende. Denn erstens ist R bzw. i_g so groß angenommen, als es die Stabilität der Hochfrequenzschwingung gerade noch zuläßt. In der Praxis aber kann immer nur mit einem etwas kleineren i_g bzw. R gearbeitet werden, da sonst bei der geringsten Schwankung im Bogen, welche eine kleine Änderung in der Charakteristik hervorrufen würde, die Gefahr des Aussetzens der Schwingungen bestünde. Kleineres R sowohl wie kleineres i_g bedeuten aber geringeren Wirkungsgrad.

Zweitens ist die Annahme gemacht worden, daß der Vorschaltwiderstand r bzw. die Maschinenspannung E_g so klein gewählt worden sind, als die Stabilität des Speisekreises eben noch zuläßt. In der Praxis kann man aber wiederum aus Gründen der Betriebssicherheit mit r nicht soweit heruntergehen, weil sonst bei der geringsten zufälligen Zunahme von E_g Unstabilität eintreten würde. Größeres R bzw. E_g bedeutet aber verkleinerten Wirkungsgrad der Speiseleitung und damit verkleinerten Gesamtwirkungsgrad.

Je konstanter die Maschinenspannung gehalten werden kann und je gleichmäßiger der Lichtbogen arbeitet, um so mehr wird es möglich sein, sich im praktischen Betriebe dem aus der Rechnung sich ergebenden Gesamtwirkungsgrade zu nähern.

§ 4. Möglichkeit der Verbesserung des Gesamtwirkungsgrades.

Eine Verbesserung des Wirkungsgrades der Speiseleitung und damit auch des Gesamtwirkungsgrades läßt sich, wie schon Liebowitz gezeigt hat, erzielen, wenn die Maschinenspannung E_g nicht konstant und unabhängig vom Speisestrom i_g gewählt wird, sondern eine Dynamo mit abfallender Charakteristik Verwendung findet. Wie leicht ersichtlich, verringert sich dann der für die Stabilität des Speisekreises notwendige Vorschaltwiderstand r. Es empfiehlt sich jedoch nicht mit dieser Maßnahme zu weit zu gehen, da sonst der Vorteil des automatischen Ansteigens von i_g, wenn J über i_g hinaus zunimmt, leicht in Wegfall kommt.

Anhang.

Untersuchungen über Lichtbogenschwingungen bei einer willkürlich angenommenen Charakteristik.

§ 1. Form der Charakteristik.

Die den bisherigen Ableitungen zugrunde gelegte Charakteristik ist von der Form, wie sie bei Kohle-Kupferlichtbögen in einer Wasserstoffatmosphäre und im Magnetgebläse experimentell gefunden wird. Um den Einfluß der Form der Charakteristik zu studieren, sollen im folgenden die Untersuchungen dieser Arbeit auf den Fall

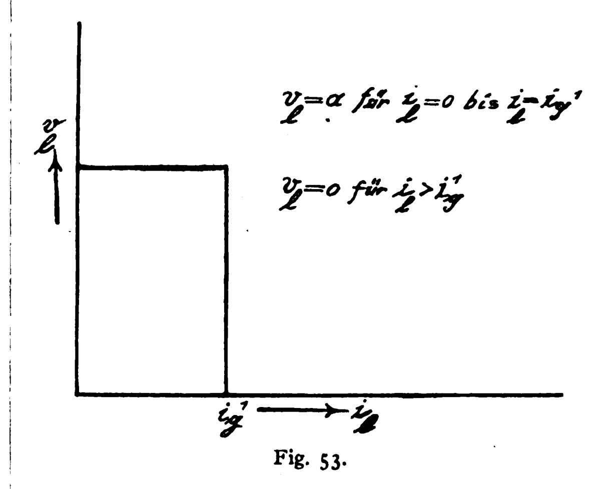


Fig. 53.

ausgedehnt werden, daß die sehr einfache, aber absolut willkürliche Mittelcharakteristik der Fig. 53 zugrunde gelegt wird. Die Lichtbogenspannung sei konstant und gleich a für Werte von i_l von

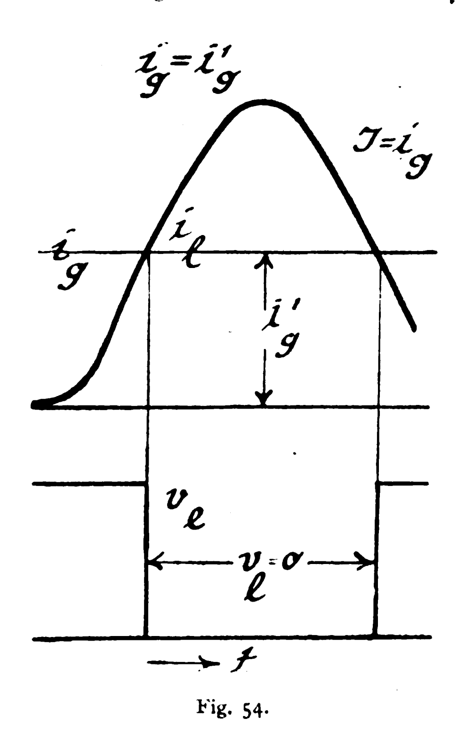


Fig. 54.

Null bis i_g'. Für Werte von $i_l > i_g'$ sei sie gleich Null.[1])

[1]) Es wäre nicht unmöglich, daß sich ähnliche Charakteristiken in Elektronenröhren herstellen ließen.

§ 2. Leistungszufuhr.

I. Schwingungsstadium.

1. Schwingungen erster Art.

Unter der Voraussetzung, daß $i = J \sin \omega t$, wird die Leistungszufuhr

$$W = -\frac{1}{T}\int_0^T v_l\, i\, dt = -\frac{1}{T}\int_0^{2\pi/\omega} v_l\, J \sin \omega t\, dt.$$

a) $i_g = i_g'$. Fig. 54.

$$W = -\frac{2\omega}{2\pi}\int_{-\frac{\pi}{2\omega}}^{0} a\, J \sin \omega t\, dt = \frac{1}{\pi} a\, J = \frac{1}{\pi} a\, i_g'.$$

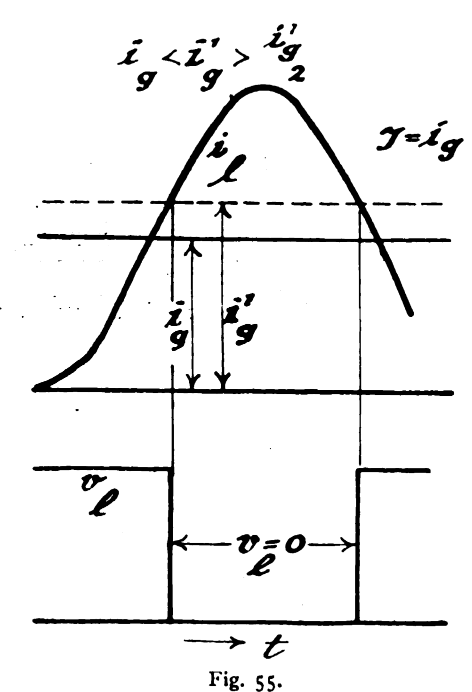


Fig. 55.

b) $i_g < i_g' > \frac{1}{2} i_g'$. $J = i_g$. Fig. 55.

$$W = -\frac{2\omega}{2\pi}\int_{-\frac{\pi}{2\omega}}^{\frac{1}{\omega}\arcsin\frac{i_g' - i_g}{i_g}} a\, J \sin \omega t\, dt$$

$$= \frac{1}{\pi} a\, i_g \cos \arcsin\left(\frac{i_g'}{i_g} - 1\right) = k_1 \frac{1}{\pi} a\, i_g,$$

wo

$$k_1 = \sqrt{\left(\frac{i_g'}{i_g}\right)^2 - 2\frac{i_g'}{i_g}}.$$

Dabei ergibt sich die obere Grenze des Integrals aus der Bedingung, daß der Zeitpunkt, in welchem die Energiezufuhr aufhört, in jeder Periode gegeben ist durch

$$i_g + i \sin \omega t_0 = i_g'$$

$$t_0 = \frac{1}{\omega} \arcsin \frac{i_g' - i_g}{i_g}.$$

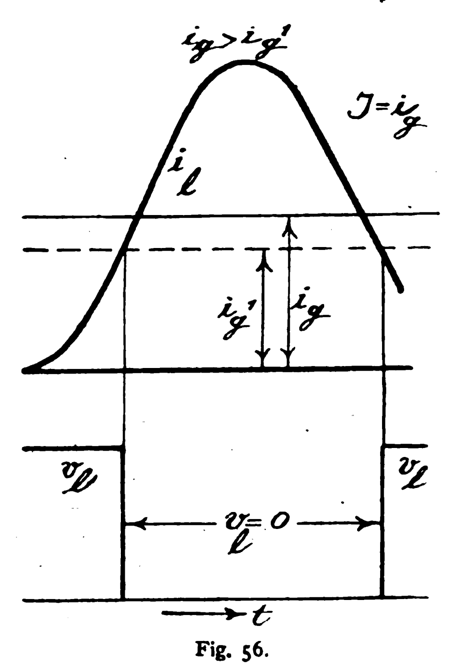


Fig. 56.

c) $i_g > i_g'$. $J = i_g$ Fig. 56.

$$W = -\frac{2\omega}{2\pi}\int_{-\frac{\pi}{2\omega}}^{\frac{1}{\omega}\arcsin\frac{i_g - i_g'}{i_g}} a\, i_g \sin \omega t\, dt$$

$$= \frac{1}{\pi} a\, i_g \cos \arcsin\left(1 - \frac{i_g'}{i_g}\right) = k_2 \frac{1}{\pi} a\, i_g.$$

Dabei bestimmt sich die obere Grenze des Integrals wieder aus der Bedingung, daß zurzeit t_0 $i_l = i_g$ wird, da für größere Werte von i_l v_l den Wert Null hat.

$$i_g - i_g \sin \omega t_0 = i_g'$$

$$t_0 = \frac{1}{\omega} \arcsin \frac{i_g - i_g'}{i_g}.$$

d) $i_g < i_g' < \frac{1}{2} i_g''$ Fig. 57

$$W = -\frac{\omega}{2\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} a\, J \sin \omega t\, dt = 0.$$

Resultat: Die Abhängigkeit der Leistungszufuhr vom Speisestrome i_g ist in Fig. 58 dargestellt und zwar ist der Faktor aufgetragen, mit dem die Leistungszufuhr bei $i_g = i_g'$, $\frac{1}{\pi} a\, i_g'$, multipliziert werden muß, um den für irgendein anderes

i_g geltenden Wert zu erhalten. Leistungszufuhr ist Null bis $i_g = \frac{1}{2} i_g'$, nimmt dann bei steigendem i_g stetig zu.

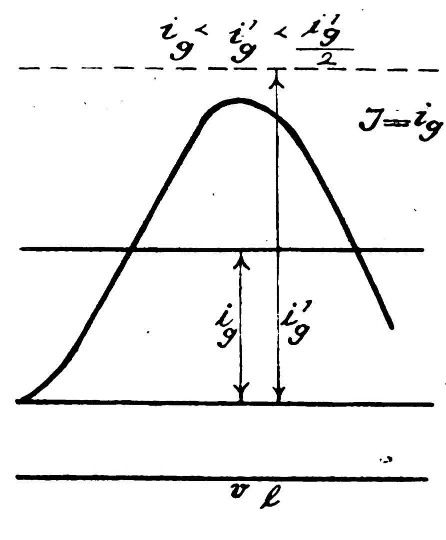


Fig. 57.

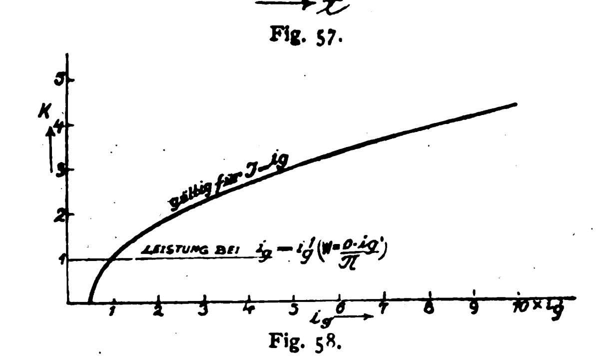


Fig. 58.

2. Schwingungen zweiter Art. ($J > i_g$).

a) $i_g = i_g'$. Fig. 59.

$$W = -\frac{\omega}{2\pi - 2 \arccos \frac{i_g}{J}} \int\limits_{\left(-\frac{\pi}{2} + \arccos \frac{i_g}{J}\right)\frac{1}{\omega}}^{\left(\frac{3\pi}{2} - \arccos \frac{i_g}{J}\right)\frac{1}{\omega}} v_l J \sin \omega t \, dt$$

$$= -\frac{\omega}{\pi - \arccos \frac{i_g}{J}} \int\limits_{\left(-\frac{\pi}{2} + \arccos \frac{i_g}{J}\right)\frac{1}{\omega}}^{0} a J \sin \omega t \, dt$$

$$= \frac{a \cdot J}{\pi - \arccos \frac{i_g}{J}} \left(1 - \sin \arccos \frac{i_g}{J}\right)$$

$$= \varrho \, \frac{a \, i_g'}{\pi}.$$

Der Verlauf des Faktors ϱ ist in Fig. 60 eingetragen.

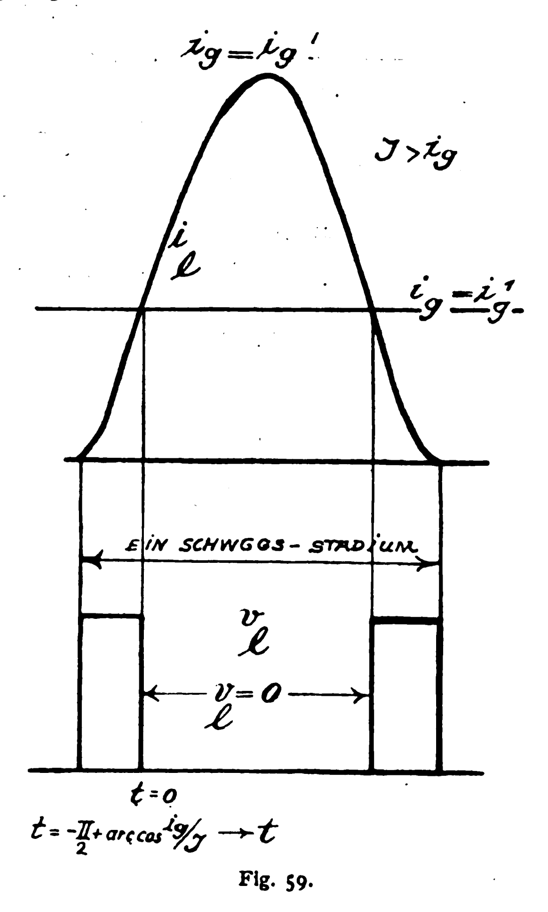


Fig. 59.

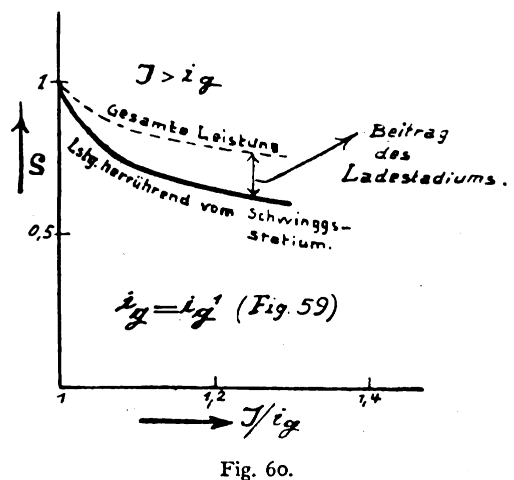


Fig. 60.

Die Leistungszufuhr, welche vom Schwingungsstadium herrührt, nimmt sehr schnell ab, sobald $J > i_g$ wird.

b) $i_g > i_g'$. Fig. 61.

Sei

$$i_g = \varepsilon' \, i_g', \quad J = \varepsilon \, i_g = \varepsilon \cdot \varepsilon' \, i_g',$$

dann ist

$$W = -\frac{2\omega}{2\pi - 2\arccos\frac{i_g}{J}} \int_{\frac{1}{\omega}\left(-\frac{\pi}{2}+\arccos\frac{i_g}{J}\right)}^{\frac{1}{\omega}\left(-\arcsin\frac{i_g-i_g'}{i_g}\right)} a\,J \sin\omega t\,dt$$

$$= \frac{\varepsilon}{\pi - \arccos\frac{i_g}{J}}\, a\, i_g \left[\sin\arccos\left(\frac{1}{\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon\cdot\varepsilon'}\right) - \sin\arccos\frac{1}{\varepsilon}\right]$$

$$= \sigma\,\frac{a\,i_g'}{\pi}.$$

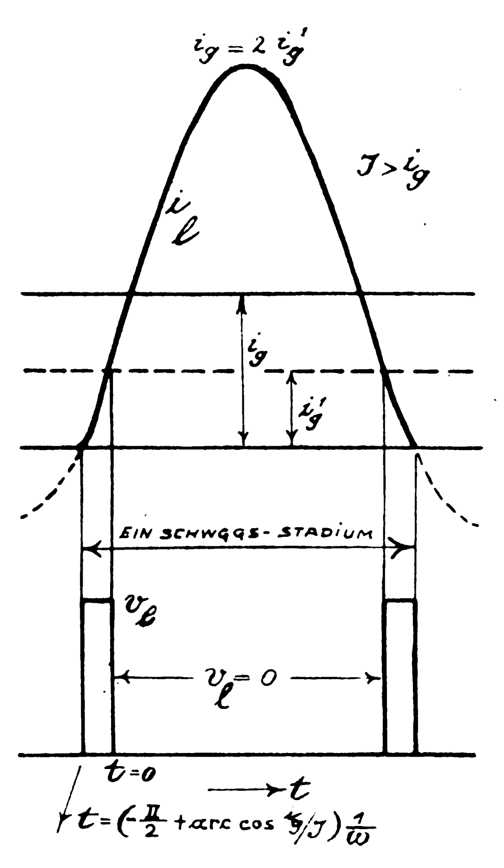


Fig. 61.

Den Verlauf von σ für $\varepsilon' = 2$ zeigt Fig. 62. Die Kurve hat die gleichen charakteristischen Eigenschaften für irgendwelches ε', doch ist der Abfall bei kleiner Steigerung der Amplitude über i_g hinaus um so ausgeprägter, je größer i_g.

II. Ladestadium.

Die Leistungszufuhr vom Ladestadium herrührend spielt bei dieser Form der Charakteristik keine besondere Rolle, wie Fig. 60 zeigt, in welcher der Ladebeitrag eingetragen ist.

§ 3. Folgerungen.

Schwingungen entstehen automatisch bei $i_g = i_g'$, falls

$$R \leqq R_{\text{krit}} = \frac{2a}{\pi\,i_g'}.$$

Ist $R < R_{\text{krit}}$, so kann der Speisestrom erhöht werden bis

$$i_g = \frac{2a}{\pi \cdot R}\cdot k$$

(k aus Fig. 58 zu entnehmen).

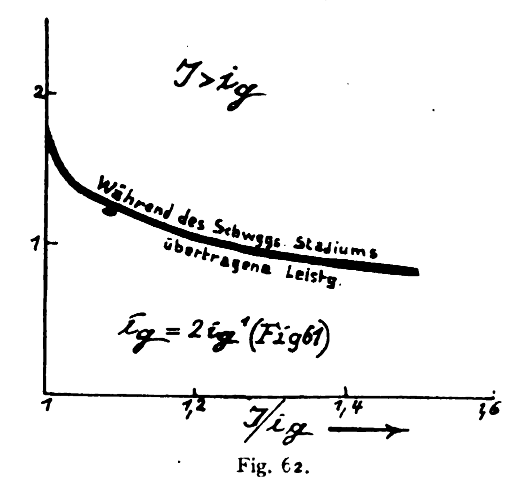


Fig. 62.

Wird i_g unterhalb dieses Wertes konstant gehalten, so steigt J über i_g hinaus, doch kann die Steigerung nicht erheblich werden. Im großen und ganzen sind also, soweit das Verhältnis von Amplitude zu Speisestrom in Frage kommt die Resultate die gleichen wie sie für praktisch beobachtete Charakteristiken gefunden wurden

§ 4. Stabilität.

Angenommen, daß für irgendein behandeltes i_g $J = i_g$ ist, dann tritt Stabilität des Speisekreises ein, wenn der gesamte Vorschaltwiderstand im Speisekreise (siehe Seite 95)

$$r = \operatorname{tg}\alpha' = \frac{d\,v_m}{d\,i_g}$$

wird.

Die Mittelspannung aber ist, bei $i_g > i_g'$,

$$v_m = \frac{2}{T}\int_{\frac{\pi}{2\omega}}^{-\frac{1}{\omega}\arcsin\frac{i_g-i_g'}{i_g}} a\,dt = \frac{\omega}{\pi}\,a\left(\frac{\pi}{2\omega} - \frac{1}{\omega}\arcsin\frac{i_g-i_g'}{i_g}\right)$$

$$= \frac{a}{\pi}\left(\frac{\pi}{2} - \arcsin\frac{i_g-i_g'}{i_g}\right)$$

$$= \frac{a}{2}\left(1 - \frac{2}{\pi}\cdot\arcsin\frac{i_g-i_g'}{i_g}\right) = \mu\,\frac{a}{2}.$$

Die Charakteristik der Mittelwerte ist in Fig. 63 aufgetragen.

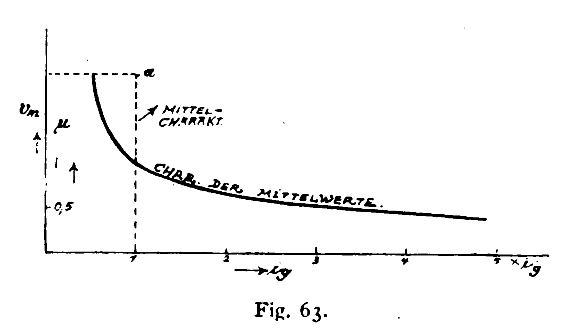


Fig. 63.

Der Vorschaltwiderstand, der für Stabilität unbedingt erforderlich ist, wird also

$$r = \frac{a}{\pi i_g} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\frac{i_g'}{i_g} - \left(\frac{i_g'}{i_g}\right)^2}} \cdot \frac{i_g'}{i_g} = \frac{a}{\pi i_g'} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\frac{i_g}{i_g'} - 1}} \cdot \frac{i_g'}{i_g}.$$

Bei $i_g = i_g'$ wird der Vorschaltwiderstand

$$r_{i_g'} = \frac{a}{\pi i_g'},$$

und demnach

$$r = \chi\, r_{i_g'}, \quad \text{wo } \chi = \frac{i_g'}{i_g} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\frac{i_g}{i_g'} - 1}} \text{ ist.}$$

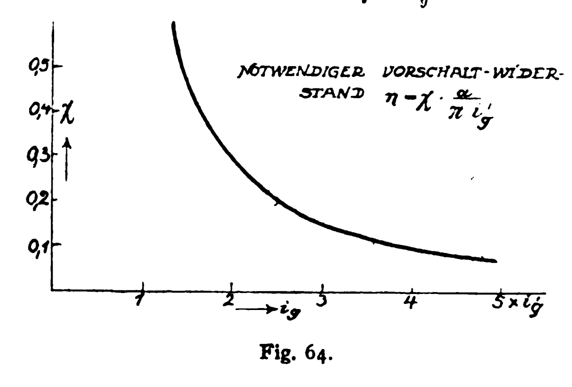


Fig. 64.

Der Verlauf von χ ist aus Fig. 64 zu entnehmen.

§ 5. Wirkungsgrad.

1. der Speiseleitung

$$\eta_1 = \frac{v_m}{v_m + r i_g} = \frac{\mu \frac{a}{2}}{\mu \frac{a}{2} + \frac{a}{\pi i_g'} \cdot \chi i_g} = \frac{\mu}{\mu + \frac{2}{\pi}\chi \frac{i_g}{i_g'}}.$$

2. der Hochfrequenzseite

$$\eta_2 = \frac{\frac{1}{2} R i_g^2}{v_m i_g} = \frac{k \frac{a}{\pi} i_g'}{\mu \frac{a}{2} i_g} = \frac{2}{\pi} \frac{k}{\mu} \frac{i_g'}{i_g}.$$

3. Gesamtwirkungsgrad

$$\eta = \eta_2 \cdot \eta_1.$$

In Fig. 65 sind η_1, η_2 und η in Abhängigkeit von i_g aufgetragen. Das Resultat ist außerordentlich interessant. Es zeigt, daß beliebig hohe Gesamtwirkungsgrade sich erreichen lassen. Bei $i_g = 5 i_g'$ wird der Wirkungsgrad der Speiseleitung $\eta_1 = 0{,}917$, der Hochfrequenzwirkungsgrad $\eta_2 = 0{,}91$ und der Gesamtwirkungsgrad $\eta = 0{,}835$. Bei weiterem Ansteigen von i_g nimmt auch der Wirkungsgrad weiterhin größere Werte an.

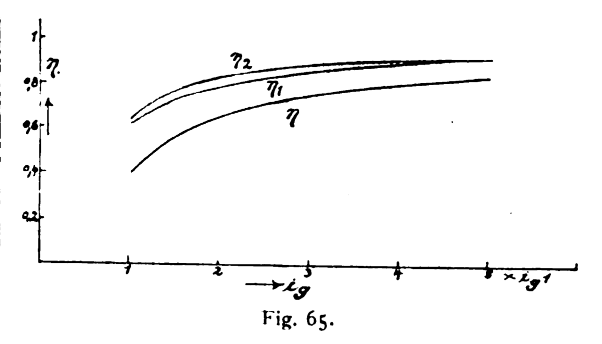


Fig. 65.

Die vorliegende Arbeit ist im Laufe des Jahres 1918 im Internierungslager zu Fort Oglethorpe in den Vereinigten Staaten von Nordamerika entstanden. Leider stand während der Entstehung der Arbeit Literatur nicht in so umfangreichem Maße zur Verfügung, daß sie bis in alle Einzelheiten hätte berücksichtigt werden können. Die Folge davon ist die Spärlichkeit der angegebenen Zitate. Eine ziemlich umfangreiche Zusammenstellung von Literatur findet sich in der zitierten Arbeit von Petersen (siehe Seite 22).

Herrn Professor Dr. J. Zenneck gestatte ich mir für die Anregung und Unterstützung, welche er mir hat zuteil werden lassen, auch an dieser Stelle meinen besten Dank auszusprechen.

Zusammenfassung.

Unter der Annahme sinusförmigen Verlaufes des Stromes im Schwingungskreis und einfacher Formen der Charakteristik wird die Leistungsübertragung vom Lichtbogen an den Schwingungskreis bei Schwingungen erster und zweiter Art ermittelt und die Amplitude bestimmt, bei welcher stationärer Zustand eintritt. Weiterhin wird unter denselben Annahmen die Stabilität des Speisekreises untersucht. Neben einer Erklärung der Beobachtungstatsache, daß bei Lichtbogenschwingungserzeugern die Amplitude stets ungefähr gleich dem Speisestrome ist, wird eine Bewertung des Wirkungsgrades des Lichtbogensenders und der Stabilität für eine willkürliche Charakteristik gegeben.

(Eingegangen am 15. Mai 1920.)

Über die Messung zeitlich veränderlicher Geschwindigkeiten von Gasströmen.[1])

Von K. Schreber.

Um die Wirkungsweise einer Maschine mit geschlossenem Verbrennungsraum vollständig untersuchen zu können, muß man die zugeführte Gas- und Brennluftmenge kennen. Der genauen Messung dieser Mengen stellt sich der Umstand entgegen, daß ihre Bewegung stoßweise vor sich geht. Bei kleinen Maschinen kann man wohl die Gasuhr benutzen, welche gegen die Stöße nicht sehr empfindlich ist, dagegen nur eine geringe Genauigkeit erlaubt und bei der Eichung große Schwierigkeiten bietet. Man hat deshalb versucht, die Geschwindigkeitsstöße möglichst auszugleichen, indem man in die Leitungen Gefäße hinein baute, welche eine leichte Änderung ihres Inhaltes ermöglichen.[2]) Das ist natürlich nur bei ganz kleinen Maschinen möglich, denn bei einer 4-Taktmaschine müßte die Änderung des Rauminhaltes, damit ein einigermaßen gleichmäßiges Strömen erzielt wird, $^3/_4$ des Hubvolumens betragen; und zwar müßte diese Änderung des Volumens vor sich gehen, ohne irgendwelche Dehnungs- oder Beschleunigungskräfte hervorzurufen, weil die Gegenkraft dieser Kräfte sofort auf den Druckanzeiger einwirken würde. Große Maschinen hat man daher auch fast gar nicht untersucht.

Ich habe deshalb diese Aufgabe auf anderem Wege in Angriff genommen.

Strömt durch eine Mündung (oder Düse) ein stetiger Gasstrom, so ist die ausgeströmte Menge G durch die bekannte Gleichung

$$G = \mu f \sqrt{2 g \gamma h}$$

gegeben, wo

f der Querschnitt der Düsenöffnung,
g die Fallbeschleunigung,
h die den Ausströmungsdruck erzeugende Höhe der Gassäule,
γ das spezifische Gewicht des Gases ist.

Die Beizahl μ nennt man die Düsenzahl; sie ist eine von der Art und Ausführung der Düse abhängige ihr eigentümliche Zahl. Man bestimmt sie, indem man in einem besonderen Versuch die durch sie hindurchgehende Gasmenge mißt. Solcher Versuchseinrichtungen gibt es verschiedene. Eine sehr einfache besteht darin, daß man den Querschnitt F einer Gasglocke genau mißt und die Senkung H der Glocke während der Ausströmungszeit t beobachtet; dann ist:

$$G = F \gamma H / t.$$

Daraus erhält man die zum Eichen der Düsen benutzte Gleichung:

$$\mu = \frac{FH}{ft} \sqrt{\frac{\gamma}{2gh}}.$$

Strömt das Gas nicht stetig, sondern ist der Gasstrom nach irgend einem Gesetz regelmäßig unterbrochen, so wird die Düsenzahl sich anders ergeben:

$$\mu' = \frac{FH}{ft} \sqrt{\frac{\gamma}{2gh}}.$$

Ich setze nun

$$\mu' = \nu \cdot \mu,$$

dann ist ν derjenige Teil der Gleichung, welcher den Unterschied der stoßweisen Strömung gegen die stetige zum Ausdruck bringt.

Man erhält:

$$\nu = \frac{FH}{\mu f} \sqrt{\frac{\gamma}{2g}} \cdot \frac{1}{t\sqrt{h}} = \frac{K}{t\sqrt{h}},$$

wo K eine für jede zur Bestimmung von ν dienende Versuchsreihe unveränderliche Größe ist.

Die für die Technik wichtigste Frage ist die, ob ν von der Umdrehungszahl der Maschine abhängig ist und bejahenden Falles, in welcher Weise. Daran schließt sich dann die Frage, ob ν noch von anderen Größen und gegebenen Falles, von welchen anderen, abhängig ist.

Diese Fragen zu beantworten unternahm bei Beginn des Krieges Herr Dipl.-Ing. Stühlen, der aber nur einige Vorversuche ausführen konnte. Nachdem er zum Heer einberufen war, hat Herr Dipl.-Ing. Pappert die Arbeit fortgesetzt. Leider mußte auch er sie wegen des Heeresdienstes unterbrechen und es besteht zur Zeit keine Aussicht, daß sie vollständig zu Ende geführt werden kann. Aus Rücksicht auf die oben erwähnte Arbeit der Herren Seeliger und Lintow will ich nachstehend die Versuchsanordnung der erstgenannten beiden Herren und die Hauptergebnisse des Herrn Pappert mitteilen.

Eine Gasglocke von $F = 13{,}2\ \mathrm{m}^2$ kann durch ein Kapselgebläse von unten her mit Luft aufgefüllt werden, Abb. 1. Die Gegengewichte der Glocke können verändert und außerdem kann auch noch Wasser auf den mit Rand versehenen Deckel gegeben werden, so daß der Druck in der Glocke innerhalb sehr weiter Grenzen veränderlich ist. Ein 400 mm weites Rohr führt, ebenfalls unterhalb der Glocke, wieder nach draußen heraus und trägt vorn einen Flansch, in welchen die Düse eingesetzt werden kann. Bei den Versuchen des Herrn Stühlen war in das Ausströmungsrohr eine Scheibe mit einem rechteckigen Ausschnitt eingebaut, in dem sich ein Holzzylinder drehen konnte. Aus diesem waren 1 oder 2 Keile von $^1/_4$ Umfang ausgeschnitten;

[1]) Man vergl. den Aufsatz mit gleicher Überschrift von Seeliger und Lintow. Zeitschr. f. techn. Physik 1920, 20.

[2]) z. B. Baer, Zeitschr d. V. d. Ing. 1914, 1386 u. 1387.

der erste gab die Luftströmung wie in einer Viertaktmaschine. Lagen die beiden Keile nebeneinander nur durch eine dünne Wand getrennt, so hatte man die Strömung des doppelt wirkenden Viertaktes und lagen sie einander gegenüber, so hatte man die Strömung des Zweitaktes.

Die Versuche des Herrn Stühlen zeigten zunächst, daß ν von der Größe und Art der Düse, ob abgerundet oder scharfkantig, unabhängig ist. Dagegen erwies es sich abhängig von der Zeitfolge der Stöße. Beim doppelt wirkenden Viertakt betrug ν im Mittel 0,984, beim Zweitakt 0,955 und war innerhalb der angewendeten Umdrehungszahlen unabhängig von diesen. Der einfache Viertakt dagegen brachte für ν eine merkliche Abhänigkeit von der Umdrehungsgeschwindigkeit.

Da der einfache Viertakt noch immer die Grundlage des Baues der Gasmaschinen ist, so veranlaßte ich Herrn Pappert, zunächst diese Frage einer genaueren Prüfung zu unterziehen, den Einfluß anderer Taktanordnungen späterer Untersuchung überlassend.

Herr Pappert änderte zunächst die Versuchsanordnung des Herrn Stühlen so ab, daß sie eine größere Ähnlichkeit mit dem Vorgang in der Gasmaschine erhielt. Bei einer solchen wird der Luftstoß bewirkt durch die Bewegung des Kolbens nach Öffnung des Ansaugeventils. Die Luftbewegung pflanzt sich von diesem durch das Ansaugerohr R in den Ansaugetopf T fort, in welchen das Gas durch den Ansaugestutzen S einströmt. Abb. 2. Wenn man bei einer Gasmaschine überhaupt eine Meßdüse einbauen will, so kann man sie nur in diesen einbauen. Dem entsprechend nahm Herr Pappert den hölzernen Unterbrechungszylinder des Herrn Stühlen aus dem Hauptrohr heraus, führte die Luft von der dieses abschließenden Düse durch das den Ansaugestutzen ersetzende Rohr S zu einem Ansaugetopf T und ließ die aus diesem herausführende Leitung, welche dem Ansaugerohr der Gasmaschine entspricht, durch eine das Ansaugeventil ersetzende Scheibe öffnen und schließen. Diese Scheibe hatte bei den Versuchen des Herrn Pappert einen ringartigen Ausschnitt von $^1/_4$ Umfang Länge und einer solchen Breite, daß sie gerade das Ansaugerohr voll öffnete. Dieses Ansaugerohr trug einen breiten mit Filz oder Tuch belegten Flansch, welcher gegen die Scheibe preßte, so daß für eine hinreichende Abdichtung gesorgt war. Die durch einen Elektromotor in Umdrehung versetzte Scheibe konnte durch geeignete Vorgelege ihre Umdrehungszahlen in einem weiten Umfang ändern. Die Luftbewegung dieser Anordnung ist also die einer Viertaktmaschine mit dem einzigen Unterschied, daß hinter R Atmosphärendruck und vor S ein etwas stärkerer Druck herrscht, während bei der Gasmaschine vor S der Atmosphärendruck und hinter R der etwas schwächere Saugdruck vorhanden ist. Ist der Unterschied beider Drucke in beiden Fällen derselbe, so ist auch die Luftbewegung dieselbe, da dieser Unterschied in allen Fällen so gering ist, daß er neben dem Atmosphärendruck vernachlässigt werden darf.

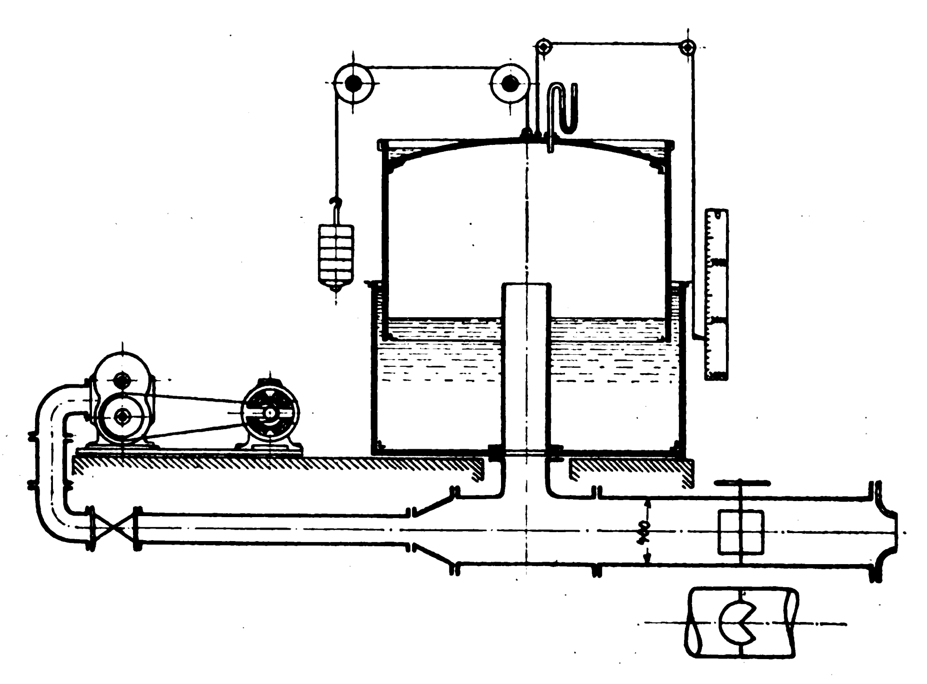


Fig. 1.

Nur unter dieser Voraussetzung ist die den Ausgang bildende Gleichung zulässig.

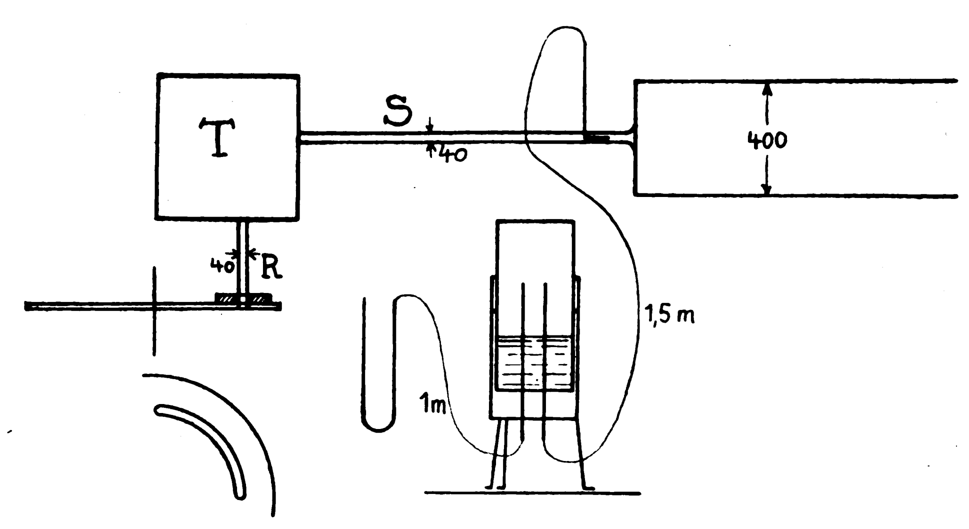


Fig. 2.

Es ist hier derselbe Unterschied wie beim künstlichen Zug der Feuerung auf offenem Rost: ob Unterwindgebläse vor dem Rost oder Saugventilator hinter dem Rost macht auf die Bewegung der Luft durch die auf dem Rost liegenden Kohlen nichts aus.

Im Ansaugestutzen S befindet sich, im allgemeinen 110 mm von der Düse entfernt ein Prandtlsches Staurohr. Bei einigen Versuchen war es nur 12 mm von dieser entfernt, während es bei anderen, namentlich bei denen mit sehr langem Ansaugestutzen auch am anderen Ende angebracht war. Ein Einfluß dieser Verschiedenheit der Stellung auf den Wert von ν hat sich, das soll gleich hier schon bemerkt werden, bei den ausgeführten Versuchen nicht ergeben. Vom Staurohr führt ein ungefähr 1,5 m langer Schlauch zu einer kleinen Gasglocke, deren Glocke möglichst leicht war. Sie konnte durch eine verstellbare Feder mehr oder weniger stramm festgehalten werden. Es zeigte sich aber während der Versuche, daß ihr Luftraum so groß war, daß sie unbewegt stehen blieb. Ein ungefähr 1 m langer Schlauch führte von ihr zum U-Rohr, an welchem der Geschwindigkeitsdruck abgelesen wurde.

In welcher Weise die Druckanzeige durch Schlauchlänge und -weite und durch die Größe der Ausgleichsgasglocke verändert wird, konnte Herr Pappert nicht untersuchen. Von Einfluß ist sie, wie Erfahrungen bei der Untersuchung von Gasmaschinen gezeigt haben, unter Umständen hier ebenso wie bei den Versuchen der Herren Seeliger und Lintow.

Der wichtigste Fortschritt, den Herr Pappert mit seiner Versuchsanordnung erzielte, war der, daß er die Umdrehungszahlen in einem viel weiteren Bereich ändern konnte als Herr Stühlen: von 50 bis 550 2Π/min.

Verfolgt man ν in Abhängigkeit von der Umdrehungszahl, bei sehr schnellen Umdrehungen anfangend, so bekommt man folgendes Bild, Abb. 3: Für sehr schnelle Umdrehungen hat ν den Grenzwert 1; d. h. es strömt, trotzdem das Ansaugerohr nur $^1/_4$ der Zeit geöffnet ist, genau soviel Luft in die Gasmaschine, als ob es dauernd geöffnet wäre. Wird die Umdrehungszahl langsamer, so nimmt ν zunächst in einem stetig gekrümmten Linienzug ab, bis zu einem recht kleinen Wert. Nun tritt eine recht unerwartete Erscheinung

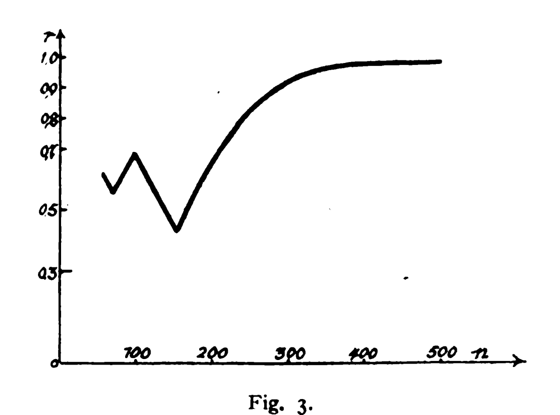


Fig. 3.

ein, die aufzuklären unser nächstes Ziel war: es schwankt von jetzt ab ν zwischen sich immer mehr nähernden Grenzwerten hin und her, bald größer bald kleiner werdend. Als Beispiel gebe ich nachstehend die Umdrehungszahlen n, bei denen der Differentialquotient von ν nach n sein Vorzeichen ändert, und die dazu gehörigen Werte von ν. Es war bei diesem Versuch $R = 246{,}0$ mm und $S = 163{,}5$ mm:

n =	450	295	210	167	135 2Π/min.
ν =	0,596	0,665	0,613	0,637	0,624

Der Verlauf der ν-Werte macht also, Abb. 4, von den größeren Werten von n ausgehend, den Eindruck einer gedämpften Schwingung um, wie man aus der Zeichnung leicht ablesen kann, den Mittelwert 0,631.

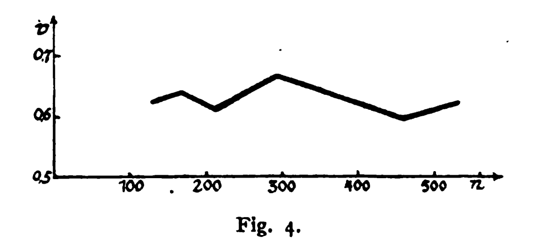


Fig. 4.

Wir vermuteten deshalb, es könne in der ganzen Anordnung eine Resonanzerscheinung mit Obertönen auftreten. Als aber Herr Pappert dieser Vermutung folgend die Wellenlängen ausrechnete, ergab sich etwas ganz anderes, als wie man aus der Akustik gewohnt ist.

Die zu den angeführten Umdrehungszahlen gehörigen Wellenlängen der Luft sind der Reihe nach: 44 m, 68 m, 94 m, 118 m, 147 m. Sie verhalten sich zueinander wie 7:11:15:19:23 usw. Diese arithmetische Zahlenreihe mit dem unveränderlichen Unterschied 4 zweier aufeinander folgender Zahlen wiederholt sich bei sämtlichen Versuchsreihen, wenn auch die Beobachtungen nicht überall so weit ausgedehnt wurden wie hier. Eine geometrische Reihe mit dem Verhältnis 2, wie sie die Obertöne der Akustik verlangen, ist nicht vorhanden. Resonanzerscheinungen beeinflussen also die ν-Werte nicht.

Teilt man die aus den Knickpunkten der ν-Linie errechneten Wellenlängen durch die zugehörigen Zahlen der arithmetischen Reihe, so erhält man für jeden Versuch eine ganz bestimmte diesem eigentümliche Zahl, welche ich im Anschluß an das Wort Generalnenner Generalwelle nennen möchte. Das Wort Grundwelle wäre jedenfalls kennzeichnender, da es aber in der Akustik schon eine ganz bestimmte Bedeutung hat, so will ich es nicht benutzen, um Verwechselungen zu vermeiden. Im angeführten Beispiel ist diese Generalwelle 6,28 m.

Die Beobachtungen haben nun für diese Generalwelle einige recht einfache Abhängigkeiten ergeben: Sie ist von der Länge des Ansaugerohres R unabhängig, dagegen veränderlich mit dem Rauminhalt V des Ansaugetopfes T und der Länge S des Ansaugestutzens. Ich gebe nachstehend die Länge L der Generalwelle bei verschiedenem Rauminhalt V des Ansaugetopfes und für die beiden untersuchten Ansaugestutzen von der Länge 1927 m und 2321 m. Einen dritten, noch längeren Stutzen hatte Herr Pappert gerade vorbereitet, als ihn die Einberufung traf.

$S = 1927$	$V =$	125	86	60	31	16
	$L =$	16,1	12,9	10,9	9,4	8,4
$S = 2321$	$V =$	125	90	60	30	
	$L =$	18,1	14,7	12,3	9,7	

Die Zahlen lassen sich, wie die Abb. 5 zeigt, in ihrer Abhängigkeit von V sehr gut durch eine gerade Linie darstellen. Die Abhängigkeit von der Länge des Ansaugestutzens läßt sich aber noch nicht zahlenmäßig festlegen; immerhin wären dazu nur noch wenige Versuche nötig.

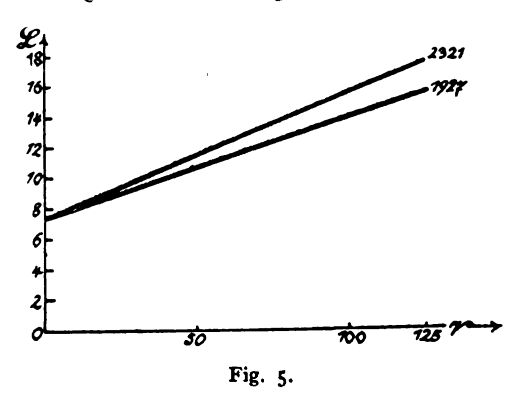


Fig. 5.

Ein Versuch, welcher ohne Ansaugetopf und dem entsprechend auch ohne Ansaugerohr gemacht wurde, ergab eine Generalwelle von 7,7 m. Hierbei ist zu bemerken, daß sich ν bei diesem Versuch nur innerhalb enger Grenzen ändert, also die Umkehrpunkte schwer zu bestimmen sind; mit anderen Worten: die Genauigkeit in der Bestimmung der Generalwelle ist nicht sehr groß, aber immerhin groß genug, daraus schließen zu dürfen, daß man die Linien bis $V = 0$ verlängern darf.

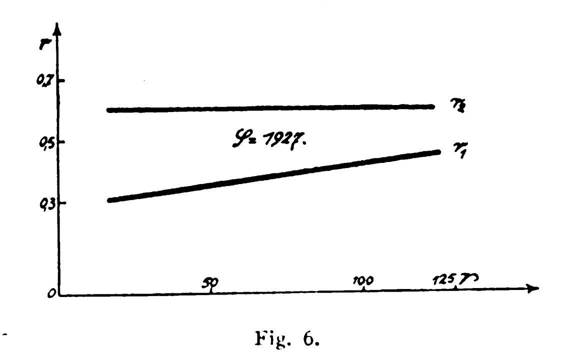


Fig. 6.

Die ν-Werte der ersten Umkehrpunkte scheinen in Abhängigkeit vom Rauminhalt des Ansaugtopfes ebenfalls auf einer geraden Linie zu liegen (Abb. 6), während die der zweiten Umkehrpunkte davon unabhängig zu sein scheinen. Für die späteren Umkehrpunkte läßt sich eine Regel nicht angeben, weil in Hinblick auf die Umdrehungszahlen wirklicher Maschinen nur wenige Versuche bis zu so langsamen Umdrehungen ausgedehnt worden sind. Ob man die geraden Linien bis zum Schnittpunkt

verlängern darf und was dann eintritt, bedarf noch der Untersuchung.

Von sehr großem Einfluß auf den Wert von ν ist die Länge des Ansaugestutzens. So lange Herr Pappert im Anschluß an die Wirklichkeit mit kurzem Ansaugestutzen arbeitet, konnte er das asymptotische Herkommen der ν-Werte von ihrem Grenzwert 1 nicht erkennen, der erste Umkehrpunkt lag noch bei zu schnellen Umdrehungszahlen. Wahrscheinlich sind auch die einfachen Gesetze, zu denen Herr Stühlen gelangt ist, dadurch zu erklären. Erst als wir, um den Grund für die Schwingungen zu suchen, auch den Ansaugestutzen änderten, wurde es möglich, die Schwingungszahl einwandfrei festzustellen, bei der ν zum erstenmal umkehrt.

Selbstverständlich ist dieser erste Umkehrpunkt auch sehr von der Größe des Ansaugtopfes abhängig.

Nachfolgend gebe ich die Umdrehungszahlen, bei denen sich der erste Umkehrpunkt zeigt, in Abhängigkeit vom Rauminhalt V des Ansaugetopfes für die beiden schon mehrfach benutzten Reihen mit langem Ansaugestutzen. Die durch die Einberufung des Herrn Pappert unterbrochene Reihe mit noch längerem Stutzen schließe ich an:

	$V =$	31	60	88	125
$S = 1927$	$n =$	328	265	226	176
$S = 2321$	$n =$	298	230	198	166
$S = 3183$	$n =$		206		155

Fig. 7.

Diese Zahlen sind durch die Linienzüge Abb. 7 und Abb. 8 dargestellt. Dabei muß ich bemerken, daß ich zur Erzielung einer bequemeren Zahlenzusammenstellung aus 30 und 32 und ferner aus 86 und 90 das Mittel genommen habe, während in der Zeichnung die wirklichen Werte eingesetzt sind.

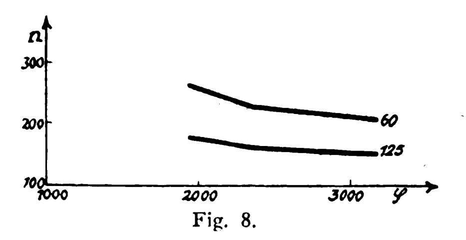


Fig. 8.

Man erkennt aus beiden Darstellungen, wie mit dem Vergrößern des Ansaugetopfes und dem Verlängern des Ansaugestutzens die Schwingungszahl des ersten Umkehrpunktes zurückgeht. Namentlich der Ansaugetopf ist von großem Einfluß. Dagegen ist beim größten Topf die Länge des Ansaugestutzens nur noch von geringer Bedeutung, so daß hier die wirtschaftlichste Länge bald erreicht sein wird. Ob der Querschnitt des Ansaugestutzens, namentlich im Verhältnis zum Rauminhalt des Topfes vom Einfluß ist, konnte nicht mehr untersucht werden.

Beim großen Ansaugetopf haben wir mit dem größten Stutzen fast die Umdrehungszahlen langsam laufender großer Maschinen erreicht, deren vollständige Untersuchung dadurch ermöglicht wird.

Die Erscheinung, daß mit der zunehmenden Länge des Ansaugestutzens das für die Maschinenuntersuchung unbrauchbare Gebiet der Schwingungen der ν-Werte auf immer langsamere Umdrehungszahlen zusammengedrängt wird, könnte die Vermutung veranlassen, daß die Schwingungen im langen Ansaugestutzen gedrosselt würden. Diese Vermutung ist aber falsch; ν hat gerade bei der schnellsten Umdrehung im langen Ansaugestutzen seinen größten Wert 1, d. h. es strömt unter diesen Bedingungen durch die Düse genau soviel Luft, als ob das Ansaugerohr R dauernd geöffnet wäre, als ob die das Ansaugeventil ersetzende Scheibe auf voller Öffnung ruhend stände. In Wirklichkeit ist diese Scheibe aber nur $1/4$ der Zeit geöffnet: die Luft muß also, gleichen Querschnitt vorausgesetzt, 4mal so schnell durch die Scheibe strömen wie durch die messende Düse.

Als Beispiel für die dieser Darstellung zugrunde liegenden Beobachtungen gebe ich den Verlauf der ν-Werte aus der Versuchsreihe mit $S = 3183$ und $V = 125$ in Abb. 3 ausführlich wieder. Bei langsamen Umdrehungen, $n = 300$, strömt also weniger Luft durch die Düse als bei $n = 350$. Eine Maschine mit $n = 400$ dürfte man schon mit einem derartigen Ansaugetopf und Ansaugestutzen untersuchen, da die im Betriebe vorkommenden Änderungen der Umdrehungszahl nur ganz unmerkliche Änderungen von ν bedingen würden. Nimmt man die gewöhnliche Düsenzahl μ um 0,02 kleiner als ihre Eichung ergeben hta, so ist die durch eine solche Düse gemessene Luft- und Gasmenge die der Maschine in Wirklichkeit zugeströmte.

Als Ergebnis der Untersuchungen des Herrn Pappert darf man also zusammenfassen, daß bei hinreichend langem Ansaugestutzen und hinreichend großem Ansaugetopf die der Maschine zugeströmte Gas- und Luftmenge durch eine einfache vor den Ansaugestutzen geschaltete Düse gemessen werden können, wenn man die durch Eichung festgestellte Düsenzahl μ um 0,02 verkleinert. Welche Größen für Ansaugestutzen und Ansaugetopf in jedem Falle als hinreichend angesehen werden können, das konnte Herr Pappert nicht mehr feststellen, das bedarf also noch weiterer Untersuchung.

(Eingegangen am 16. August 1920.)

Personalnachrichten.

Kiel. Privatdozent an der Technischen Hochschule in München Dr. Walter Kossel wurde zum ordentlichen Professor für theoretische Physik an der Universität Kiel als Nachfolger von Prof. E. Madelung ernannt.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Bericht über die bisherigen Sitzungen.

Sitzung am Freitag, den 18. März 1921, abends $7^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr R. Swinne: Wandlungen des Atombegriffes.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher nochmals um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Auf Beschluß der Hauptversammlung sind für das Jahr 1921 die Mitgliederbeiträge wie folgt festgesetzt:

Für die deutschen Mitglieder:
Großberliner Mitglieder . . . . M. 30,—,
Auswärtige Mitglieder . . . . M. 20,—,
Firmen und korporative Mitglieder M. 100,—.

Für die ausländischen Mitglieder wurden die Beiträge festgesetzt auf:
Kronen 10,—, Schweizer Francs 10,—, Holl. Gulden 6,—, Schilling 10,—. Dollar 2,— usw.

für die ausländischen Firmen und korporativen Mitglieder:
Kronen 50,—, Schweizer Francs 50,—, Holl. Gulden 30,—, Schilling 50,—, Dollar 10,—.

Für unterwährige Länder gelten die deutschen Mitgliedsbeiträge.

Wir bitten, umgehend die Mitgliedsbeiträge für 1921 mittels beigelegter Zahlkarte einzuzahlen.

Die Firma Barth hat sich bereit erklärt, neueingetretenen Mitgliedern den 1. Jahrgang der Zeitschrift für technische Physik zu einem Vorzugspreis von 55,— M. nachzuliefern.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
- Herr Dr. H. Borchardt, Mannheim, Bismarckplatz 5 pt.
- Herr Eberhard von Brauchitsch, Assistent, Darmstadt, Soderstraße 18.
- Herr Geh. Rat Prof. Dr. Hermann Hahn, Direktor der Staatl. Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht, Berlin W. 35, Potsdamerstr. 120.
- Herr Geh. Rat Dr. Erich Schmidt, (Patentamt), Berlin W., Kurfürstendamm 58.
- Firma Waggon-Fabrik A.-G. Uerdingen (Rhein).

Seitens des Herrn Dr. K. Mey:
- Herr Prof. Köpsel, Friedenau, Kaiserallee 99/100.

Seitens des Herrn Dr. Reutlinger, Darmstadt:
- Herr Direktor F. Bohnenberger, Darmstadt, Nieder-ramstädterstraße 247 (Direktor der Hess. Eisenbahn-Akt.-Ges.).
- Herr Dr. H. Geiger, Assistent am Physik. Inst. der Techn. Hochschule, Darmstadt, Hochschulstraße 2.
- Herr Lothar Rosengart, cand. mach., Frankfurt a. M., Reuterweg 81.

Seitens des Herrn Dr. Hans Rukop, Berlin-Halensee:
- Herr Dr. Fritz Noack, Zehlendorf-West, Winterfeldtstraße 18.
- Herr Ingenieur Hans Schulz, Berlin-Wilmersdorf, Landhausstraße 53.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Aufgenommene Mitglieder.

- Herr Florian Bauer, Ingenieur, Köln-Klettenberg, Klettenberggürtel 81.
- Herr Paul Baumann, Heidelberg, Plöck 34.
- Herr Prof. Dr. A. Becker, Heidelberg, Bergstraße 70.
- Herr Patentanwalt J. Bing, Wien XIII, Hietzinger Hauptstraße 113.
- Herr Obering. Birkner, Bergisch-Gladbach.
- Herr Dr. E. Blom, St. Paulsgatan 24, Stockholm.
- Herr R. Freiherr von Brockdorff, Vorstand der Abteilung Wärmetechnik Otto-Werke G. m. b. H., München, Schleißheimerstraße 135.
- Herr Dr. E. Caspari, Heidelberg, Bergstraße 3.
- Herr Dr. phil. von Dallwitz-Wegener, Heidelberg, Nauenheimerlandstraße 54.
- Herr Postrat Prof. Dr. A. Deckert, Tel.-Techn. Reichsamt, Berlin W 9, Königgrätzerstraße 20
- Herr Dr. Walter Dehlinger, S. & H. Wernerwerk, Berlin-Lichterfelde, Theklastraße 4.
- Herr Dipl.-Ing. Ferd. Deichmann, Mannheim, Wollstraße 34.
- Herr Dipl.-Ing. Adorjan Dezsö, Budapest, V. Vigadoutca 2.
- Herr Erwin Dietrich, Ingenieur, Reinickendorf, Hauptstraße 21/22.
- Herr Dipl.-Ing. Jakob Ehrlich, Konstr. im Vorr. Bau d. Wiener Automobilfabrik Gräf & Stift, Wien VIII, Langegasse 74, Tür 5.
- Herr O. Eisenhut, Heidelberg, Werderstraße 45 I.
- Herr Dr.-Ing. Victor Fischer, Frankfurt a. M., Seehofstraße 38.
- Herr Dr. Karl Frey, Mannheim-Käferthal, Rollbühlstraße 2.
- Herr Gerhard Gehlhoff, Techniker, Berlin, Elberfelderstraße 9, in Fa. Siemens & Halske.
- Fräulein K. Gerard, Mannheim, R. 7, 32.
- Firma Glashüttenwerk Max Mühlig, Sekretariat, Teplitz.
- Herr A. Gleissner, Elektroingenieur, Berlin-Pankow, Wilhelm Kuhrstraße 5 I. (Bei Levetag).
- Herr Dr. phil. Hans Hauschild, Dresden-A. 16, Reissigerstraße 52.
- Herr Prof. Dr.-Ing. F. Häusser, i. Fa. Gesellschaft für Kohlentechnik m. b. H., Dortmund-Eving, Deutsche Straße 26.
- Herr Fritz Hellmuth, Karlshorst, Krausestraße 24a.
- Herr Dr.-Ing. Ludwig Heuser, Bochum, Schillerstraße 16.
- Herr Karl Hilverkuss, Godesberg a. Rh., Augustastraße 42.
- Herr Dipl.-Ing. M. Hirsch, Frankfurt a. M., Im Trutz 29.
- Herr Oberingenieur Richard Hirsch, Charlottenburg, Carmerstraße 17.
- Herr Dr. Gerhard Jahn, Mannheim, Stamitzstraße 17.
- Herr Prof. Dr. Knövenagel, Heidelberg, Chem. Universitäts-Institut.
- Herr Max König, Fabrikbesitzer, Berlin-Grunewald, Schleinitzstraße 6a.

Herr Obering. M. Kratz, Mannheim, F. 5, 1.
Herr Dipl.-Ing. Kropp, Cöthen i. Anhalt, Aribertstraße 15.
Herr Hans Kuppenheim, Assistent, Heidelberg, Akademiestraße 2a.
Herr Walter Kürbs, cand. electr., Stuttgart, Seestraße 112.
Herr Carl Lantz, Hamburg, Steindamm 79.
Herr Dr. Ernst Lau, Berlin N., Bernauerstraße 4.
Herr Dipl.-Ing. Gyuala Lehotzky von und zu Királylehota, Prof. an der kgl. ung. Gartenbauschule, Budapest, Erkelgasse 9, 1. Stockw. 2.
Herr Carl Leiss, Steglitz, Stubenrauchplatz 1, in Fa. Fuess.
Herr Dr. A. Lindemann, Hamburg, Hartungstr. 15.
Herr H. Marhenke, Ingenieur, Kiel-Gaarden, Brommystraße 34.
Herr Dr. Hans Mayer, Heidelberg, Bergstraße 27a.
Herr Dr. Mayer-Delius, Mannheim, Paul Martinufer 34.
Herr Dipl.-Ing. Alfred P. Mössner, Oberingenieur, Waldenburg in Schles., Albertistraße 5.
Herr Prof. Dr. E. Müller, Heidelberg, Brückenstr. 36.
Herr Ingenieur Paul Müller, Leiter des Seezeichenversuchsfeldes des Ministeriums der öffentlichen Arbeiten, Friedrichshagen bei Berlin.
Körperschaft Physikalisches Institut der Technischen Hochschule zu Berlin, Charlottenburg, Berlinerstraßs 171/72.
Herr Dipl.-Ing. Pickert, Schmiedeberg i. Ries., Hohenwieserstraße 4.
Herr Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. Rasch, Heidelberg, Blumenstraße 13.
Herr Dipl.-Ing. Ferdinand Reeschuch, Betriebs-Ingenieur bei der Westfälischen Drahtindustrie, Hamm i. Westf., Ferzstraße 12.
Herr Hermann J. Reiff, Fabrikdirektor a. D., Stuttgart, Silberburgstraße 93a.
Herr Dr. phil. K. Rinkel, Direktor des physik. Instituts der Universität Köln, ord. Professor der angewandten Physik an der Universität Köln.
Herr H. S. Rowell, Ingenieur, London, 58 Airedale Avenue Chiswick. W. 4.
Herr Emil Rupp, Heidelberg, Karl Ludwigstraße 6.
Herr Dr. Curt Samson, Berlin N. 37, Weißenburgerstraße 70.
Herr Oberingenieur Hans Scamoni, Mühlheim-Ruhr, Weißenburgerstraße 7.
Herr Assistent Scheifele, Heidelberg, Gaisbergstr. 79.
Herr Dr.-Ing. Schlipköter, Wetzlar, Bismarckstr. 5.
Herr Prof. Dr. Schmid, Ludwigshafen a. Rh., Frankenthalerstraße 193.
Herr Dr. F. Schmidt, Assistent am radiolog. Institut Heidelberg, Unt. Fauler Pelz 3.
Herr Ing. Schneising, Halberstadt, Plantage 8.
Herr W. Schönberger, Friemersheim (Nieder-Rhein), Hüttenstraße 6.
Herr Ernst Schweizer, Basel, Breite 4.
Herr Prof. Dr. Rudolf Seeliger, Greifswald, Loitzerstraße 45.
Herr Dr. Helmut Simon, Grunewald, Hubertusallee 2.
Herr Dr. David Stenquist, Freigatan 69, Stockholm.
Herr Dipl.-Ing. Hermann Stübler, Assistent an dem techn. Institut der Techn. Hochschule, Stuttgart, Paulinenstraße 34.
Herr Dr.-Ing. h. c. Techel, Kiel, Düsterbrookerweg 160.
Firma Telegraphie-Gesellschaft m. b. H. System Stille, Berlin, Gr. Frankfurterstraße 137.
Herr Dr. Rudolf Tomascheck, Heidelberg, Philosophenweg 18.
Herr Karl Wedekind, Hamburg, Pappelallee 46.
Herr Prof. Dr. E. Wolff, Eßlingen, Höhere Maschinenschule.
Herr F. Zacher, Oberingenieur, Erlangen, Löwnichstraße 38.
Herr Ernst Zachmann, Assistent, Heidelberg, Rohrbacherstraße 89.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. Abt, jetzt Treptow, Klingerstraße 2.
Herr Dr. phil. Drägert, jetzt Porz a. Rhein, i. Fa. Meirowsky & Co., A.-G.
Herr Dr. Werner Loest, jetzt Moabit, Türkenstraße 21 bei Groth.
Herr Ing. W. Schaller, jetzt Kiel, Lornsenstraße 42.
Herr Dipl.-Ing. A. Schleusner, jetzt Stettin, Deutschestraße 9.

Ausgeschieden.

Herr Dr. W. Bloch, Berlin W. 50, Spichernstraße, ist aus der Mitgliederliste zu streichen.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Kiel.

Versammlung am 31. März 1921, abends pünktlich $8^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Universität.

Tagesordnung:

1. Eingänge.
2. Erörterung des Vortrages von Herrn Neuendorff über die graphischen Lösungen der gewöhnlichen Differentialgleichungen.
3. Vortrag von Herrn Rother über die Entwicklung des elektrischen Schraubenantriebes.

Der 1. Vorsitzende: Richter.

Ortsgruppe Heidelberg-Ludwigshafen-Mannheim.

Am 28. Februar 1921 wurde in Heidelberg die Ortsgruppe „Heidelberg-Ludwigshafen-Mannheim" gegründet. Anwesend waren 32 Mitglieder und Gäste. Den Vorsitz führte Geheimrat Prof. Dr. Lenard. Auf der Tagesordnung war Beschlußfassung für die Satzungen und Wahlen. Es wurden gewählt:

1. Vorsitzender: Herr Prof. Dr. A. Becker, Heidelberg, Bergstraße 70.
2. Vorsitzender: Herr Dr. E. Hochheim, Heidelberg, Untere Neckarstraße 20.
Schatzmeister: Herr Oberingenieur M. Kratz, Mannheim, E. 5, 1.
1. Schriftführer: Herr Ingenieur Karl Loss, Ludwigshafen a. Rh., Roonstraße 2.
2. Schriftführer: Herr Dr. Albert Ernst, Ludwigshafen a. Rh., Karl Theodorstraße 18.

Beirat: Herr Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. Rasch, Heidelberg, Blumenstraße 13.
Herr Dr. phil. von Dallwitz-Wegner, Heidelberg, Nauenheimerlandstraße 54.
Herr Prof. Dr. E. Müller, Heidelberg, Brückenstraße 56.
Herr Dr. F. Schmidt, Assistent am radiolog. Institut Heidelberg, Unterer Fauler Pelz 3.
Herr Dr. A. Thum, Dipl.-Ing., Mannheim, Seckenheimerlandstraße 1.
Herr Dr. B. Strasser, Ludwigshafen a. Rh., Schumannstraße 2.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1921 — Zweiter Jahrgang — Nr. 5

INHALT:

Die Stellung und das Studium der physikalisch-mathematischen Wissenschaften an den deutschen Technischen Hochschulen.[1])

Von F. Krüger.

Die physikalisch-mathematischen Wissenschaften haben an den deutschen Technischen Hochschulen mit zwei Ausnahmen (München und Dresden)[2]) bisher lediglich die Aufgaben vorbereitender Hilfswissenschaften; ihre Einwirkung auf die Studierenden hört nach dem Vorexamen, d. h. nach dem 4. Semester, auf. Ein Studierender an den Hochschulen erfährt daher von ihnen im allgemeinen nicht mehr als die ersten, primitivsten, für die Technik für unbedingt erforderlich gehaltenen Anfangsgründe. Die Vertreter dieser Wissenschaften an den Technischen Hochschulen sind daher nicht in der Lage, wie ihre Kollegen an den Universitäten, eigene Schüler bis zum Abschluß des Studiums zu leiten. Der Abteilung für Allgemeine Wissenschaften, zu der diese Fächer gehören, hat man die Abhaltung von abschließenden Prüfungen, vor allem auch das Promotionsrecht versagt. Sie ist dadurch als eine minderwertige Abteilung im Rahmen der Technischen Hochschulen charakterisiert, die nur eine Art von Vorschulunterricht zu erteilen hat.

Die Bedeutung der physikalisch-mathematischen Wissenschaften für das gesamte Leben der Gegenwart gibt für eine derartige Ausnahmebehandlung gegenüber den technischen Fächern keine Erklärung. Im Gegenteil dürfte es kaum eine Wissenschaft geben, die zurzeit eine in praktischer und theoretischer Hinsicht an Entdeckungen und Erfindungen so reiche Epoche erlebt wie die Physik. Die physikalisch-mathematischen Wissenschaften stehen daher an den Universitäten gegenwärtig mit an erster Stelle, in kaum einer anderen Disziplin schreitet die Forschung so schnell und unaufhaltsam vorwärts, keine zieht wie sie die fähigsten Köpfe an. Wie kommt es, daß diese Wissenschaften, die eine führende Stellung an den Universitäten einnehmen, entrechtet sind an den Technischen Hochschulen?

Der Grund liegt wohl wesentlich darin, daß man bisher an den Technischen Hochschulen nur diejenigen Fächer als vollberechtigte betrachtete, die in herkömmlicher Weise als technische angesehen wurden. Durch diese einseitige Betonung des technischen Fachstudiums oder, wie man auch sagen könnte, des Brotstudiums, ist den Technischen Hochschulen viel stärker der Charakter von Fachschulen aufgedrückt als etwa den Universitäten. An diesen genießen auch Fächer, die für die Vorbereitung zu den üblichen Berufen keine wesentliche Rolle spielen, die gleiche Stellung wie alle anderen, sie haben das erste und wichtigste Recht jeder wissenschaftlichen Disziplin, das der Promotion, also der Ausbildung ihrer Jünger in eigener wissenschaftlicher Arbeit.

Das ist freilich an den Universitäten auch nicht immer so gewesen, und es hat eine Zeit gegeben, in der die Stellung der naturwissenschaftlich-mathematischen, ja aller sogenannten philosophischen Fächer eine ganz ähnliche war, wie sie es jetzt noch an den Technischen Hochschulen ist. Die Universitäten waren jahrhundertelang auch ausgesprochene Fachschulen für das Studium der Theologie, der Jurisprudenz und der Medizin. Damals bildete die spätere philosophische Fakultät noch die „facultas artium liberalium", die auch nur eine Art Vorbereitung und Vorstudium für die „höheren Fakultäten" darstellte: das Studium in ihr schloß in der Regel mit dem Magisterexamen ab, das die Vorstufe für den fast nur in den oberen Fachfakultäten erworbenen Doktorgrad bildete. Das wurde erst anders im 19. Jahrhundert, als die naturwissenschaftlich-mathematischen Wissenschaften sowohl wie die philosophisch-historischen zum vollen Bewußtsein ihrer eigenen Bedeutung für die Forschung erwachten, vor allem aber

---

[1]) Nachstehender Aufsatz ist eine Autorbearbeitung der Originalabhandlung aus der „Internationalen Monatsschrift für Wissenschaft, Kunst und Technik" 1920, S. 341, die mit Genehmigung des Herrn Verlegers auch in der gegenwärtigen Hochschulnummer erscheint.

[2]) Inzwischen sind noch Braunschweig, Danzig, Dresden, Karlsruhe, Stuttgart hinzugekommen.

dadurch, daß sie selbst auch zum Fachstudium für die Lehrer an den höheren Schulen wurden.

Es ist sehr merkwürdig, daß man aus dieser historischen Entwicklung nichts gelernt hat, und daß sich an den Technischen Hochschulen nun für die physikalisch-mathematischen Wissenschaften derselbe Entwicklungsgang mühsam wiederholen muß, den man an den Universitäten schon einmal sich vollziehen sah. Das liegt wohl vor allem an der viel späteren historischen Entwicklung des technischen Fachstudiums, das nur langsam aus den Gewerbeschulen aufwuchs, so daß es nur allmählich als gleichberechtigtes Fachstudium neben die älteren Fachstudien der Theologie, Jurisprudenz und Medizin trat und auch dann noch von den älteren Schwestern scheel angesehen wurde, als es durch seine Erfolge und seine Bedeutung für das allgemeine Leben seine Gleichberechtigung längst erwiesen hatte. So ist die technische Wissenschaft als jüngst geborene Tochter der gemeinsamen Mutter menschlicher Erkenntnis und menschlichen Könnens außerhalb des ursprünglichen Mutterhauses aufgewachsen und hat sich ihr eigenes Heim bauen müssen, in dem ihre Jünger erzogen werden. In der Mannigfaltigkeit ihrer Sonderfächer ist sie von den älteren Schwestern am meisten der Medizin ähnlich, der sie auch in der Anlage ihres Studiums darin gleicht, daß sie die naturwissenschaftlichen Fächer zu ihrer Vorbildung benötigt. So hätte nichts gehindert, sie als vollberechtigte Tochter der gemeinsamen Alma mater der Universität zu adoptieren, was wohl für beide Teile zum Segen gewesen wäre. Ihre Jugend und Lebensfrische hätte die älteren Schwestern verjüngt, und sie hätte von jenen das uneigennützige, ruhelose Forschen und Erfinden auch ohne Rücksicht auf direkte praktische Erfolge lernen können.

Die Sonderstellung der Technischen Hochschulen gegenüber den Universitäten hätte aber von dem Moment an keinen hinreichenden Grund mehr dafür geben dürfen, die physikalisch-mathematischen Fächer an ihnen im Vergleich mit den technischen Fächern anders zu behandeln, als das an den Universitäten der Fall war, vor allem ihnen die Verleihung der Doktorwürde vorzuenthalten, als man die Technischen Hochschulen vor etwa 20 Jahren auf die gleiche Stufe akademischer Würde mit den Universitäten zu stellen sich bemühte. Denn für ein abschließendes Studium der physikalisch-mathematischen Fächer an den Technischen Hochschulen waren alle Vorbedingungen erfüllt, es waren die erforderlichen Lehrkräfte, Lehrmittel und Institute vorhanden. Der nächste Anlaß dafür, diese Gleichstellung für die physikalisch-mathematischen Wissenschaften nicht durchzuführen, lag wohl in den unterschiedlichen Promotionsbedingungen an den Universitäten und an den Technischen Hochschulen: die Würde eines Dr. Ing. kann an den Hochschulen erst nach Ablegung des Diplomexamens in einer Fachabteilung erworben werden, das Doktorexamen an den Universitäten dagegen kann und wird im allgemeinen ohne ein vorausgegangenes anderes Examen abgelegt; nur in dem dem technischen Studium ähnlichsten Universitätsstudium, der Medizin, ist auch die Erwerbung der Doktorwürde an das vorherige Ablegen des Staatsexamens geknüpft. Wollte man daher die Gleichförmigkeit der Bedingungen für die Verleihung des Doktortitels an den Technischen Hochschulen aufrecht erhalten, so müßte man auch von den Studierenden der physikalisch-mathematischen Wissenschaften die vorherige Ablegung eines anderen Examens verlangen.

Als solches Fachexamen für diese Wissenschaften hat man bisher nur das Oberlehrerexamen angesehen, und an den beiden fortgeschrittensten Hochschulen München und Dresden hat man in der Tat das Oberlehrerstudium in den genannten Fächern zugelassen und durch die Ablegung des Oberlehrerexamens die Vorbedingung für die Promotion in diesen Fächern an diesen Hochschulen geschaffen. Die Regierungen der übrigen deutschen Staaten, speziell auch die preußische, hatten sich dagegen bis vor kurzem gegen die Einführung des Oberlehrerexamens an ihren Hochschulen auf das heftigste gesträubt, obwohl die Anregung dazu von den Hochschulen immer wieder ergangen ist. Dieser frühere Widerstand ist schwer zu verstehen, denn es ist kaum zu bezweifeln, daß ein gewisser Prozentsatz an Technischen Hochschulen ausgebildeter Oberlehrer in Physik und Mathematik, die eine vertiefte Kenntnis der Technik und ihrer Bedeutung für das Leben der Gegenwart mitbringen, an den höheren Schulen nur nützlich wirken könnte. Der auffallende Mangel technischer Kenntnisse bei der Mehrzahl der Gebildeten, die Verkennung der Gleichberechtigung des technischen Studiums mit den älteren Fachstudien haben leider in dem unglücklichen Kriege eine verhängnisvolle Rolle gespielt.

Nun aber hat sich im letzten Jahrzehnt allmählich eine Änderung in dem Anwendungsbereich der physikalisch-mathematischen Wissenschaften vollzogen, die speziell für ihre Stellung an den Technischen Hochschulen von ausschlaggebender Bedeutung werden muß: Die Physik und ebenso die ihr verwandten mechanisch-mathematischen Fächer sind selbst zu einem ausgedehnten und bedeutungsvollen Zweige der Technik geworden. Es hat sich, durch den Krieg in hohem Maße beschleunigt, eine umfangreiche Indurstrie aus den Entdeckungen und Erfindungen der Physiker selbst entwickelt, die in rapidem Aufstieg begriffen ist und sich schon jetzt einen wohlberechtigten Platz

neben den älteren Zweigen der Technik erworben hat.

Die Technik im allgemeinen beruht auf physikalischer Grundlage und auf der Anwendung physikalischer Gesetze; das gilt in erster Linie für die Elektrotechnik, aber auch in weitgehendem Maße für die Maschinentechnik. Doch haben diese Disziplinen sich verhältnismäßig unabhängig von der direkten Mitarbeit der Physik entwickelt; sie benutzen zudem physikalische Gesetze und Entdeckungen, die weiter zurückliegen, die neuesten Errungenschaften der Physik kommen für sie weniger in Frage. Von einer eigentlichen physikalischen Technik kann man dagegen in der optischen Industrie sprechen. Seitdem der als Physiker, als technischer Organisator und als sozialer Reformator gleich große E. Abbe die angewandte Optik auf wissenschaftliche Grundlagen gestellt und damit die Basis für die überragende Entwicklung der deutschen optischen Industrie geschaffen hatte, hat die Optik in steigendem Maße wissenschaftlich ausgebildete Physiker in ihre Laboratorien herangezogen. Die geometrische Optik, der vor allem die Berechnung der Linsen und Linsenkombinationen obliegt, ist freilich eine Spezialwissenschaft geworden, die zum Teil ebensosehr der angewandten Mathematik wie der physikalischen Optik angehört und die zum großen Teil in den Laboratorien der optischen Industrie selbst entwickelt ist. Aber daß sie neuen und umfangreichen Anforderungen, wie sie speziell der Krieg an sie stellte, in vollem Maße gerecht werden konnte, beruht doch wesentlich darauf, daß ihre Physiker und Mathematiker an den Universitäten die sicheren Grundlagen ihrer Wissenschaften erworben hatten. Die Entwicklung mancher neuer Zweige der Optik, wie der Ultramikroskopie, der Optik ultravioletter Strahlen usw. mußte auch von den neuesten Errungenschaften der wissenschaftlichen Optik Gebrauch machen. Das gilt auch für die wesentliche Grundlage der optischen Technik, die Glasindustrie. Hier arbeitet die Physik mit der Chemie Hand in Hand; stellt diese neue Glassorten her, so hat ihr jene die Ziele gewiesen, ihre Erfolge überwacht und geprüft und die für spezielle Zwecke notwendigen physikalischen Eigenschaften technischer Spezialgläser klargelegt.

An der Grenze zwischen der eigentlichen technischen Physik und der Elektrotechnik liegt die sogenannte Schwachstromtechnik. Zu ihr gehören in erster Linie Telegraphie und Telephonie. Ihre moderne Weiterentwicklung erfordert neben konstruktiv-elektrotechnischer Arbeit in hohem Maße auch die Mitwirkung wissenschaftlich gebildeter Physiker. Es sei hier z. B. erinnert an die Verbesserung der Telephonie durch die Einführung der Pupinspulen, welche von dem amerikanischen Physiker Pupin theoretisch errechnet und von Physikern der Firma Siemens & Halske in die Wirklichkeit umgesetzt wurden. Der Elektronen-Lautverstärker, der von den Physikern R. v. Lieben in Deutschland und de Forest in Amerika erfunden wurde und einen ganz außerordentlichen Fortschritt mit sich bringt, ist ebenso wichtig für die drahtlose Telegraphie.

Baut sich die Telegraphie und Telephonie zum Teil noch auf älteren Entdeckungen und Erfindungen der Physik auf, so knüpft die technische Physik der drahtlosen Telegraphie an ihre neueren Errungenschaften, an die Entdeckungen von Hertz und die Erfindungen von Marconi, Braun und anderen an. Sie ist von Anfang an ein von den Physikern begründeter und ausgebauter Teil der Technik gewesen. Einige ihrer wichtigsten Fortschritte sind aus den physikalischen Instituten der Universitäten und Technischen Hochschulen hervorgegangen, so das Sendesystem von Prof. Braun aus dem Institut der Straßburger Universität und die Löschfunkenwirkung oder Stoßerregung von Prof. M. Wien aus dem Institut der Technischen Hochschule in Danzig. Hier haben Wissenschaft und Technik stets Hand in Hand gearbeitet, die letztere aber stets mit einem großen Stabe wissenschaftlicher Physiker. Die neueste Methode der drahtlosen Telegraphie mittels der sogenannten Röhrensender benutzt die Entladungserscheinungen an glühenden Drähten in evakuierten Röhren, eine physikalische Erscheinung, von der man ursprünglich wohl kaum je eine technische Anwendung erwartet hatte. Verbunden mit den auf einer anderen Verwendungsart derselben Röhre beruhenden Lautverstärkern ist durch diese neue Methode ein ganz außerordentlicher Fortschritt auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie sowohl in bezug auf die Reichweite wie die Schärfe der Abstimmung auf bestimmte Wellenlängen, dann aber auch auf die Handlichkeit und das sichere Funktionieren der Apparate erzielt. Mittels der Röhrensender ist ferner das Problem der drahtlosen Telephonie im wesentlichen gelöst. Dieses ganze Gebiet ist unter den Händen der technischen Physiker in rapider Entwicklung begriffen und läßt noch weiterhin große Erfolge erhoffen.

Eine andere, aus dem physikalischen Institut der Universität Würzburg hervorgegangene Entdeckung hat allein neben einer ungeahnten Erweiterung und Vertiefung auf wissenschaftlichem Gebiete einen neuen Teil der technischen Physik ins Leben gerufen, nämlich die Entdeckung der nach ihm benannten Strahlen durch Prof. Röntgen. Die praktische Anwendung dieser Strahlen in der Medizin, die schon vor dem Kriege sehr groß war, ist während desselben ins Außerordentliche gestiegen. Sie erstreckt sich nach zwei Richtungen,

einmal auf die Anwendung zu diagnostischen Zwecken, zur Erkennung von Knochenverletzungen, Herz- und Lungenerkrankungen, zweitens auf therapeutische Zwecke, auf die Behandlung von Hauterkrankungen und inneren Wucherungen. In dieser Hinsicht sind in den letzten Jahren außerordentliche Fortschritte erzielt und weitere mit Sicherheit zu erhoffen durch die Einführung der Glühkathodenröntgenröhren, die die Verwendung sehr viel härterer, d. h. durchdringungsfähigerer Strahlen ermöglichen. Auch hier konnten nur eigentliche Physiker die technischen Anwendungen ausarbeiten und leiten, die bald zur Gründung großer und leistungsfähiger Firmen führten. Diese technische Anwendung hat wieder auf die reine Forschung günstig zurückgewirkt durch die Konstruktion leistungsfähiger Apparate. So hat sie den Bau von Funkeninduktoren und Hochspannungstransformatoren, von Stromunterbrechern, Gleichrichtern usw. außerordentlich gefördert. Neben die medizinische Anwendung der Röntgenstrahlen tritt die der Strahlen des Radiums und Mesothoriums und der ultravioletten Strahlen. Auch andere Gebiete der Elektromedizin, wie die Diathermie, wurden durch die Arbeit der Physiker entwickelt. So ist mit einiger Sicherheit vorauszusehen, daß in Zukunft große Krankenhäuser Physiker anstellen werden, wie das von der gynäkologischen Klinik in Freiburg i. B. vorbildlich bereits geschehen ist, da die Mediziner selbst bald nicht mehr imstande sein dürften, die ganze Anwendungstechnik dieser Apparate völlig zu beherrschen.

Als technisch-physikalisches Anwendungsgebiet ist ferner die Beleuchtungstechnik anzusehen. Hier hat die Physik freilich weniger die erste Erfindung als die systematische Entwicklung im Sinne der immer mehr gesteigerten Ökonomie gebracht. Dafür waren ein sicherer Leitstern die Strahlungsgesetze von W. Wien, die auch die Ziele der Leuchttechnik für die Zukunft in klarer Weise bestimmen. Für die Glühlampentechnik, ebenso aber auch für die Herstellung von Röntgenröhren und von den oben erwähnten Röhrensendern und Verstärkerröhren spielen die Luftpumpen eine große Rolle. Hier haben die Konstruktionen des Prof. Gaede außerordentliche Fortschritte gebracht. Es ist überaus interessant, zu sehen, wie bei ihnen Lehrsätze der kinetischen Gastheorie, der man früher nicht einmal eine theoretische Berechtigung zugestehen wollte, eine praktische, technisch wichtige Anwendung gefunden haben.

Es gehört auch hierher der Apparatebau für die verschiedenen Zwecke elektrischer, optischer, meteorologischer Messungen, für Zwecke der Luftschiffahrt und vieles andere. Eine vorzügliche Übersicht findet sich in dem Vortrage von W. Wien „Physik und Technik“ (Vorträge über die neue Entwicklung der Physik und ihrer Anwendungen; bei J. A. Barth, Leipzig 1919). Die mannigfachen Anwendungen physikalischer Methoden in der chemischen Technik seien auch noch nachdrücklich erwähnt.

So ist allmählich eine physikalische Industrie entstanden, deren ganze Entwicklung in hohem Maße der chemischen Industrie ähnelt, die auch, ursprünglich aus den Entdeckungen und Erfindungen der wissenschaftlichen Laboratorien der Universitäten hervorgegangen, durch eigene technische und wissenschaftliche Betätigung ins Außerordentliche gewachsen ist.

Diese Ähnlichkeit besteht ferner auch darin, daß ursprünglich die Chemie, wie zurzeit noch die Physik, ihre wissenschaftlichen Leiter und Mitarbeiter ausschließlich von den Universitäten beziehen mußte, wo ihnen der Doktortitel das Zeugnis vollendeter Ausbildung gegeben hatte. Zwar erreicht die Zahl der in der Industrie tätigen Physiker noch nicht die Zahl der in der chemischen Technik angestellten Chemiker, entsprechend der späteren Entwicklung der technischen Anwendung der Physik, aber sie ist doch schon sehr erheblich und ständig in stärkstem Steigen begriffen. So sind z. B. bei der Firma Zeiß etwa 35 Physiker angestellt, bei Siemens & Halske etwa 55 Physiker z. T. in leitenden Stellungen tätig. Ebenso haben die anderen physikalischen Firmen, wie die Optische Anstalt Goerz, die Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft, die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (Telefunken), die Fabriken physikalischer Meßgeräte usw. einen stattlichen Stab von Physikern zu ihrer Verfügung. Aber auch die großen chemischen Fabriken können die physikalische Mitarbeit nicht mehr entbehren und haben sich physikalische Laboratorien mit einer größeren Anzahl von Physikern eingerichtet, so die Badische Anilin- und Sodafabrik, die Farbenfabriken von Bayer & Co., Elberfeld, und viele andere. Zurzeit ist der Bedarf der Industrie an Physikern so groß, daß er auch nicht entfernt gedeckt werden kann. Man hat fast den Eindruck, als ob während des Krieges der Technik, nicht nur der in Blüte geschossenen physikalischen, sondern auch der der verschiedensten Nachbargebiete, fast blitzartig die Erkenntnis aufgegangen wäre, wie nützlich und notwendig für sie die Mitarbeit der Physiker ist.

Deutlich zutage tritt die eben geschilderte Entwicklung auch in der vor $1^1/_2$ Jahren auf Anregung von Dr. G. Gehlhoff erfolgten Gründung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik, in der sich schon jetzt über 700 in der Technik stehende Physiker und physikalisch interessierte Ingenieure zusammengefunden haben und die eine eigene Zeitschrift für technische Physik herausgibt.

Die zurzeit in der Industrie stehenden Physiker sind bisher fast ausschließlich auf Universitäten ausgebildet und haben dort ihren Doktorgrad erworben, ebenso wie viele der in der chemischen Industrie tätigen Chemiker. Aber für die Chemie sind die Universitäten schon lange nicht mehr die einzigen Ausbildungsanstalten, schon längst hat man den Technischen Hochschulen chemische Abteilungen, in denen die Chemiker eine abgeschlossene Bildung und den Dr.-Ing.-Titel erwerben können, angeschlossen, ausgehend von dem Gedanken, daß an den Technischen Hochschulen die Ausbildung für einen so wesentlichen Teil der Technik, wie ihn die Chemie bildet, nicht fehlen dürfe. Indem man diese Ausbildungsmöglichkeit für Chemiker usw. auch an den Technischen Hochschulen schuf, hatte man vor allem im Auge, den jungen Chemiker an den Hochschulen auch mit den Anfangsgründen der Elektrotechnik und der Ingenieurwissenschaften vertraut zu machen, deren er in der Praxis ja oft genug bedarf; sonst unterscheidet sich der Bildungsgang des Chemikers an einer Technischen Hochschule kaum von dem an der Universität, nur daß jener in einem Diplomexamen vor der Doktorprüfung seine Kenntnisse in der Chemie und den nächstbenachbarten technischen Fächern nachweisen muß.

Die Chemie bildet an den Technischen Hochschulen auch ein einleitendes Unterrichtsfach für sämtliche anderen Abteilungen der Hochschule. Aber man hat nie daran gedacht, nun die Tätigkeit ihrer Vertreter hierauf zu beschränken und ihnen die volle, mit einem Examen abschließende Ausbildung von Chemikern vorzuenthalten. Dazu lag die technische Bedeutung der Chemie zu klar zutage, ebenso die Nützlichkeit allgemein technischer Kenntnisse wenigstens für einen Teil der Chemiker.

Die andersartige Stellung der Physik an den Technischen Hochschulen mochte vielleicht vor 10 Jahren noch berechtigt erscheinen. Heute ist sie es gewiß nicht mehr. Die hohe Blüte der physikalischen Technik wie der außerordentlich starke Bedarf derselben an Physikern ergibt die selbstverständliche Forderung, der Physik genau wie der Chemie die volle durch Examina abgeschlossene Ausbildung ihrer Schüler auch an den Technischen Hochschulen zu ermöglichen, d. h. ihr das Recht zur Einführung eines Diplomexamens in Physik oder technischer Physik zu erteilen, das die Vorbedingung zur Ablegung der Doktorprüfung bildet.

Diese aus der Entwicklung der physikalischen Anwendungen in der Technik mit Notwendigkeit folgende Forderung nach einem Diplomexamen in Physik an den Technischen Hochschulen löst nun in einfachster und vor allem natürlichster Weise das oben berührte Problem der Stellung der physikalisch-mathematischen Wissenschaften an den Technischen Hochschulen. Mit der Einführung des physikalischen Diplomexamens treten sie gleichberechtigt neben die älteren Schwestern der technischen Wissenschaften. Hier müssen aber ausdrücklich die mathematischen Wissenschaften mitgenannt werden, denn auch sie haben stets steigende Bedeutung für die Technik gewonnen. Vor allem hat die zwischen Physik und Mathematik stehende Mechanik, der wegen der Ausdehnung ihres Gebietes eine Sonderstellung neben der Physik zukommt, eine von der eigentlichen Ingenieurtätigkeit losgelöste Bedeutung für die Technik gewonnen, so vor allem in der Anwendung der Kreiseltheorie einen ständig wachsenden Bereich technischer Anwendungen; so sei erinnert an den Kreiselkompaß, den Schiffskreisel, die Kreiselwirkung der Propeller an Flugzeugen, der Räder von Eisenbahnen, an die Einschienenbahn, an den Torpedokreisel und manche andere technische Anwendungen des Kreisels. Die Technik bedarf also für ihre Zwecke speziell in angewandter Mechanik ausgebildeter, im übrigen vor allem mit höheren physikalischen und mathematischen Kenntnissen, als sie für den Maschineningenieur notwendig sind, ausgerüsteter Ingenieure. Aber auch an angewandten Mathematikern, die weitgehende Kenntnisse der Physik und Mechanik besitzen, hat die physikalische Technik erheblichen Bedarf, so besonders die optische Industrie für die Berechnung von Linsenkombinationen.

Das Studium der Physik an einer Technischen Hochschule wird sich dann, wie das jetzt schon bei der Chemie der Fall ist, von dem an einer Universität in der ganzen Anlage nicht wesentlich unterscheiden; äußerlich wird es sich dem Studiengang der übrigen technischen Fächer an der Technischen Hochschule ebenso wie das Studium der Chemie dadurch anpassen, als es die Ablegung eines Vorexamens nach vier Semestern und die Ablegung der Diplomprüfung vor der Doktorprüfung voraussetzt. Das Studium der Physik bietet aber für den Physiker, der in die Technik gehen will, ähnlich wie das chemische Studium an einer Technischen Hochschule für den Chemiker, den Vorteil, die nächstbenachbarten technischen Fächer, die für ihn von erheblicher Wichtigkeit sind, besser kennen zu lernen und studieren zu können, als das an einer Universität im allgemeinen möglich ist. Es ist dies vor allem das Gebiet der Schwachstromtechnik, besonders die Lehre vom Wechselstrom und von den elektrischen Schwingungen, dann aber überhaupt das Gebiet der Elektrotechnik, das ein Prüfungsfach im Diplomexamen für Physik bilden wird. Ferner darstellende Geometrie und die Grundlagen des Maschinenbaues, die Thermodynamik der Wärmekraftmaschinen und manches andere, was der Physiker



von der Ingenieurwissenschaft brauchen kann. Überhaupt wird der engere Zusammenhang zwischen Technik und Technischen Hochschulen manche erwünschte Anregung auch dem Physiker bieten,

Es sei aber hier zur Vermeidung von Mißverständnissen nachdrücklich darauf hingewiesen, daß dies Diplomexamen in Physik wohl zu unterscheiden ist von dem der Prüfung für „Laboratoriumsingenieure (technische Physiker)“, die an manchen Hochschulen in der Abteilung für Maschinenbau schon seit langem eingeführt ist. Das an der Münchener Technischen Hochschule seit langem eingeführte Examen in „technischer Physik“ steht dieser Diplomprüfung für Laboratoriumsingenieure insofern näher als die hier angestrebte Prüfung, die daher hier in Danzig als eine solche für „angewandte Physik“ bezeichnet ist, als bei der Münchener Prüfung das Vorexamen mit der für Maschineningenieure der Elektrotechniker identisch ist, es kommt andererseits dem hier Angestrebten wieder nahe dadurch, daß es in der Abteilung für Allgemeine Wissenschaften abgehalten wird. Der „Laboratoriumsingenieur“ soll ein völlig ausgebildeter Maschineningenieur sein, der nur mit den für einen Ingenieur wichtigsten physikalischen Messungen an Maschinen sich besonders vertraut gemacht hat. Der technische Physiker hat dagegen in erster Linie eigentliche Physik zu studieren und ihre Hilfswissenschaften. Das Gebiet der experimentellen und theoretischen Physik ist aber so groß geworden, daß der Studierende selbst davon nur einige Teilgebiete eingehender studieren, sich von dem Gesamtgebiet aber nur einen Überblick aneignen kann. Die angrenzenden Fächer der Ingenieurtechnik können nur den Charakter von Nebenfächern haben. Den wichtigsten Teil der Ausbildung des technischen Physikers wird eine möglichst selbständige wissenschaftliche experimentelle Arbeit bilden müssen; für den technischen Mechaniker oder Mathematiker eine wissenschaftliche theoretische Arbeit auf diesen Gebieten.

Die Erhebung der physikalisch-mathematischen Wissenschaften an den Technischen Hochschulen zu Fächern mit abschließenden Examina wird aber weiterhin für die physikalische Wissenschaft sowohl wie für die physikalische Technik segensreich werden. Die z. T. ausgezeichneten Einrichtungen der physikalischen Institute an den Technischen Hochschulen können bisher in keiner Weise voll ausgenutzt werden, solange nur der Institutsdirektor, vielleicht noch ein Extraordinarius und einige Assistenten, selten noch ein Privatdozent darin wissenschaftlich arbeiten. Ein großer Teil der wertvollen Apparate steht unbenutzt in den Schränken. Die Einführung der genannten Examina für Physik würde auch in den physikalischen Instituten der Technischen Hochschulen ein ähnlich reges wissenschaftliches Arbeiten zur Folge haben, wie es in den Instituten der Universitäten schon lange herrscht. Die wissenschaftliche physikalische Produktion würde sich in sehr erwünschter Weise heben. Dann würde auch der Physikprofessor an einer Technischen Hochschule die Möglichkeit haben, mit Hilfe von Schülern ein größeres Gebiet systematisch durchforschen zu können, was ihm bis jetzt verwehrt ist.

Die Steigerung in der Zahl der wissenschaftlich ausgebildeten Physiker und die damit verbundene Steigerung in der wissenschaftlichen Produktion auf physikalischem Gebiete kann aber von ganz außerordentlicher Bedeutung für die bevorstehende Entwicklung der Anwendung der Physik in der Technik werden. Die Verhältnisse liegen hier zurzeit ganz analog wie einstmals zur Zeit der Entwicklung der chemischen Technik. Die überragende Stellung der deutschen chemischen Industrie ist in erster Linie der großen Anzahl wissenschaftlich ausgebildeter Chemiker und der großen wissenschaftlichen Produktion auf dem Gebiete der Chemie zu verdanken; die chemischen Doktorarbeiten bilden einen wesentlichen Teil der chemischen wissenschaftlichen Literatur, sie haben es den führenden großen chemischen Forschern ermöglicht, ausgedehnte Gebiete systematisch zu bearbeiten. Es ist zurzeit die Möglichkeit gegeben — und diese Möglichkeit sollte eine voraussehende Regierung richtig einschätzen —, durch intensive Förderung des physikalischen Studiums der deutschen physikalischen Industrie zu einer ähnlichen Vormachtstellung zu verhelfen, wie sie die deutsche chemische Industrie bereits besitzt. Diese Förderung hätte in der reichlichen Dotierung der physikalischen Institute im allgemeinen zu bestehen, dann aber in dem Ausbau des physikalischen Studiums an den Technischen Hochschulen in der geschilderten Weise. Da die physikalischen Institute an den Technischen Hochschulen von der Gesamtheit aller physikalischen Institute an Universitäten und sonstigen Hochschulen etwa 30% ausmachen, läßt sich die wissenschaftliche Ausbildung von Physikern und die wissenschaftliche physikalische Produktion durch die Einführung abschließender Examina in Physik an den Technischen Hochschulen um etwa 30% steigern. Die chemische Industrie hat, obwohl sie die glänzendsten eigenen Laboratorien besitzt, die Ausbildung wissenschaftlicher Chemiker und die wissenschaftliche Produktion in den Laboratorien der Universitäten und Hochschulen so hoch bewertet, daß sie zur Unterstützung dieser chemischen Institute einen Fonds von 20 Millionen gesammelt hat; ferner einen Fonds von zwei Millionen zur Unterstützung chemischer Assistenten, um ihnen eine weitere Ausbildung an diesen Instituten zu ermöglichen. Die physikalische Industrie fängt

erst eben an, wie z. B. die kürzlich erfolgte, schon erwähnte Gründung der Gesellschaft für technische Physik zeigt, zum Bewußtsein ihrer eigenen Bedeutung zu erwachen; sie hat daher so großzügige Unternehmungen noch nicht ins Werk setzen können. So ist es Sache des Staates, den Moment für eine entscheidende Förderung der technischen Physik nicht zu verpassen. Die aufzuwendenden Mittel dürfen dabei nicht ausschlaggebend ins Gewicht fallen. Denn eine einzige durch die Wissenschaft hervorgerufene Steigerung oder Förderung eines Zweiges der physikalischen Industrie, es seien hier z. B. die Röntgentechnik und die drahtlose Telegraphie, die Einführung der Braunschen Schaltung und der Wienschen Löschfunkenwirkung genannt, kompensieren die für die Förderung der Forschung vom Staate aufgewendeten Kosten so vielfach, daß diese letzteren neben dem wirtschaftlichen Gewinn gar nicht in Betracht kommen.

Vielleicht darf man aber von der Einführung des Physikstudiums an den Technischen Hochschulen auch eine günstige Rückwirkung auf die deutsche physikalische Forschung selbst erwarten. Es ist nicht zu verkennen, daß in der gegenwärtigen physikalischen Forschung in Deutschland die spekulative, theoretisierende Richtung stark überwiegt, eine Richtung, die in den Händen der großen Führer außerordentliche Erfolge gezeitigt hat, die aber bei einer großen Schar der jüngeren Nachfolger in einen inhaltlosen Formalismus auszuarten droht. Der Vergleich der ersten deutschen physikalischen Zeitschrift, der Annalen der Physik, mit der entsprechenden englischen Zeitschrift, dem Philosophical Magazine, verrät in bedenklicher Weise den überwiegenden Hang der gegenwärtigen deutschen Physik zur Spekulation gegenüber dem auf das Anschauliche eingestellten Wirklichkeitssinn der Engländer. Man sollte doch in unserer Zeit das Wort von Helmholtz nicht ganz vergessen, daß im allgemeinen „nur derjenige fruchtbar theoretisieren könne, der eine breite praktische Erfahrung im Experiment hat". Wenngleich die ungeheure Zunahme des Inhaltes der experimentellen und der theoretischen Physik eine stärkere Trennung dieser beiden Gebiete zur natürlichen Folge hat, so erscheint doch eine gewisse Rückkehr zu dieser älteren Auffassung gegenüber der allzu stark ins Kraut geschossenen modernen physikalischen Spekulation erwünscht. Es ist wohl kein Zweifel, daß die Einführung des physikalischen Studiums an den Technischen Hochschulen in dieser Hinsicht günstig wirken würde. Der engere Zusammenhang, der zwischen der lebendigen Wirklichkeit, vor allem von Technik und Industrie, an den Technischen Hochschulen im Vergleich mit den Universitäten besteht, würde auch das Studium der Physik an den Hochschulen beeinflussen, die enge Nachbarschaft der technischen Fächer würde ein gutes Gegengewicht bilden gegen das Überwuchern grauer Theorien, die Kenntnis der praktisch-wirtschaftlichen Folgen falscher Ansätze auf technischem Gebiet würde zur Vorsicht mahnen bei der Aufstellung der Grundannahmen. Ferner würde der dann möglich werdende Wechsel des physikalischen Studiums zwischen Universitäten und Technischen Hochschulen den Studierenden die Vorteile beider zuteil werden lassen.

Die Einführung abschließender Examina in den physikalisch-mathematischen Wissenschaften und der damit erst ermöglichte volle Betrieb der Lehre und der Forschung in diesen Gebieten an den Technischen Hochschulen würde aber vor allem auch auf die technischen Abteilungen von erheblicher, anregender Wirkung sein, von einer, wenn auch im Umfang geringeren, so doch ähnlichen Wirkung, wie sie die philosophische Fakultät auf die Gesamtheit der Fakultäten der Universitäten hat. F. Paulsen (Die deutschen Universitäten, für die Universitätsausstellung in Chikago 1893, herausgegeben von W. Lexis, Berlin 1893) sagt hierüber: „In den philosophischen Fakultäten kommt der Charakter der deutschen Universität als Pflanzschule der wissenschaftlichen Forschung am bestimmtesten zur Erscheinung; von ihnen werden auch die übrigen Fakultäten stets nach dieser Seite hingezogen." So könnte der Einfluß der Abteilungen für Allgemeine Wissenschaften an den Technischen Hochschulen, und zwar in erster Linie der physikalisch-mathematischen Fächer, die in vieler Hinsicht, wie schon betont, ungünstige Wirkung der Loslösung der Technischen Hochschulen von den Universitäten kompensieren. Die Anregung zu wissenschaftlicher Forschung wäre hier für die technischen Abteilungen nur in weiterem Sinne zu verstehen als Anregung zu produktiver Arbeit überhaupt, die ja in den technischen Abteilungen zum großen Teil auch auf konstruktivem Gebiete liegt, in der Architekturabteilung auf künstlerischem. Ihre Wirkung würde sich in gleicher Weise auf Professoren wie Studierende erstrecken. Ihr bisheriges Fehlen infolge der Unabgeschlossenheit des physikalisch-mathematischen Lehr- und Forschungsbetriebes an den Technischen Hochschulen ist zweifellos in hohem Maße von ungünstigem Einfluß auf die Entwicklung der Technischen Hochschulen gewesen. Der Mehrzahl der Studierenden an denselben mußten die physikalisch-mathematischen Fächer, welche die Grundlage ihres Fachstudiums bilden, als nebensächlich und mit dem Vorexamen für sie als ein für allemal erledigt erscheinen, da man diesen Fächern an der Hochschule ja nur eine untergeordnete Stellung einräumte. Den besseren unter den Studierenden fehlte die Anregung durch die höheren Vorlesungen in diesen

Fächern, die sie in höheren Semestern zur Vertiefung ihrer theoretischen Forschungen vielleicht gerne gehört hätten, die aber wegen der fehlenden Abschlußexamina in jenen Fächern nur ausnahmsweise gelesen wurden. Die fundamentale Bedeutung der physikalisch-mathematischen Fächer als Grundlage für alle Gebiete der Technik würde den Studierenden weit mehr einleuchten, wenn sie die Anerkennung als gleichberechtigte Fächer der Technischen Hochschulen gefunden hätten.

Von diesen Gesichtspunkten geleitet, hatte Verfasser im Sommer 1918 die Anregung zur Einführung des Diplomexamens in den physikalisch-mathematischen Fächern an den Technischen Hochschulen gegeben, die, von der Danziger Hochschule aufgenommen und an die übrigen Hochschulen weitergegeben, sich zu einem gemeinsamen Antrage der preußischen Hochschulen an das Ministerium im März 1919 verdichtete. In Dresden waren unabhängig ähnliche Bestrebungen im Gange.

Diese Bemühungen, energisch unterstützt durch die Gesellschaft für technische Physik, haben zum Erfolge geführt. Auf der Konferenz der Vertreter der Ministerien der deutschen Bundesstaaten im Frühjahr 1920 ist prinzipiell die Einführung des Diplomexamens in technischer Physik an den Technischen Hochschulen beschlossen; das Württembergische Ministerium hat bald darauf die Einführung des Examens an der Technischen Hochschule Stuttgart genehmigt, wenige Monate später geschah dasselbe für die Technische Hochschule Danzig durch den Staatsrat des Freistaates Danzig. Hier ist im September 1920 auch bereits die von der Hochschule vorgelegte Diplomprüfungsordnung genehmigt, so daß die Prüfung mit Beginn des Wintersemesters eingeführt war; im Laufe dieses Semesters hat bereits der erste Kandidat die Diplomvorprüfung abgelegt. Die bisher vorliegenden Prüfungsordnungen von Danzig und Stuttgart unterscheiden sich dadurch, daß an der ersteren Hochschule das Gewicht mehr auf die Diplomhauptprüfung gelegt ist, so daß die Mechanik überhaupt erst im Hauptexamen, aber auch die Mathematik außer im Vorexamen auch noch im Hauptexamen geprüft wird, während nach der Stuttgarter Prüfungsordnung Mechanik und Mathematik schon im Vorexamen völlig erledigt werden. Diese Prüfungsordnungen werden naturgemäß etwas provisorischen Charakter haben und erst durch die Praxis ihre endgültige Form erhalten können. Die Gesellschaft für technische Physik hat sich in dankenswerter Weise bereit erklärt, ihre Erfahrungen und ihren Rat zur Verfügung zu stellen.

Die Einführung der Diplomprüfung in technischer Physik an den preußischen und den nicht genannten anderen deutschen Technischen Hochschulen steht binnen Kurzem zu erwarten; sie soll gleichzeitig mit der Einführung der Oberlehrerprüfung für die mathematisch-naturwissenschaftlichen Fächer an den Hochschulen erfolgen.

Vielleicht darf man hoffen, daß viele der Mißstände oder Unzulänglichkeiten im Lehrbetriebe der Technischen Hochschulen, die man jetzt mit so vielfachen Reformen zu beseitigen bestrebt ist, durch die Gleichstellung der physikalisch-mathematischen Fächer mit den übrigen von selbst verschwinden werden.

Sollte der erfrischende Impuls, der von dem Vollbetriebe der physikalisch-mathematischen Wissenschaften auf die ganze Art des Hochschulbetriebes notwendig ausgehen würde, noch unterstützt werden durch die Gründung neuer Institute und Forschungsanstalten für die technischen Fächer der Hochschulen, so würde diese verstärkte Betonung des höchsten Zieles alles Hochschulunterrichtes, der Anleitung zu produktiver Arbeit, von selbst mit der gleichzeitigen größeren Freiheit des Unterrichts stärkere Persönlichkeiten zur Entwicklung bringen, als sie die zurzeit noch im Vordergrunde stehende Überlieferung und Einprägung des Wissens ermöglicht hat. Die notwendige Folge aber dieser Maßnahme würde eine neue Blüte der deutschen Technik sein.

Selbstverständlich wird in Zukunft die Ausbildung der Physiker für die Technik sowohl an den Technischen Hochschulen wie an den Universitäten, an denen sie bisher allein möglich war, nebeneinander hergehen; haben sich doch die an den Universitäten ausgebildeten Physiker in der Technik im allgemeinen glänzend bewährt. Die Verhältnisse liegen hier ganz analog wie bei den Chemikern, die auch an beiden Arten von Hochschulen ihre Ausbildung erhalten können und mit Erfolg erhalten haben. Die Ausbildung an der Universität wird gewisse Vorzüge, die an der Technischen Hochschule andere besitzen, und ein gewisser Wetteifer kann nur anregend wirken. Auch hat ja die Universität Göttingen seit Jahrzehnten bereits besonders unter der weitschauenden Leitung von F. Klein durch die Gründung des Instituts für angewandte Elektrizität, des Instituts für angewandte Mechanik (früher Institut für technische Physik), des Instituts für angewandte Mathematik, der der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft unterstellten aerodynamischen Versuchsstation und durch die Pflege der benachbarten Fächer sich die Förderung des Studiums der angewandten Physik sehr angelegen sein lassen. Ferner sind in Jena besondere Einrichtungen zum Studium der technischen Physik vorhanden und besonders unter der Leitung von M. Wien weiter ausgebaut. Auch die Universität Greifswald besitzt eine Professur für angewandte Physik. Es wäre natürlich wünschenswert, daß auch an den übrigen Universitäten, soweit nicht an demselben

Orte sich eine Technische Hochschule befindet, den Physikern das Studium der Fächer der angewandten Physik, speziell der Schwachstromtechnik, und der angewandten Mechanik und Mathematik ermöglicht würde, wie das übrigens schon mehrfach in Vorbereitung ist. Besonders nützlich aber wird, wie schon erwähnt, eine möglichste Freizügigkeit für die Studierenden der Physik zwischen Universitäten und Technischen Hochschulen sein.

Von seiten der Göttinger Vereinigung für angewandte Physik und Mathematik ist darauf hingewiesen, daß die von ihr vertretene pädagogische Grundauffassung sich sehr wohl mit der Meinung vertrüge, daß es im allgemeinen, nach dem Muster der Technischen Hochschulen, auch für die technische Physik an der Universität zweckmäßig sein könnte, ein Zwischenexamen, also nach dem vierten Semester, einzuschalten. Dies würde dann ganz dem sogenannten Verbandsexamen der Chemiker entsprechen, und nach den guten Erfahrungen, die man mit diesem chemischen Verbandsexamen gemacht hat, wäre die Einführung der entsprechenden physikalischen Verbandsprüfung wohl nur zu begrüßen. Dann aber liegt es sehr nahe, noch einen Schritt weiter zu gehen, und der Verfasser möchte dies hier zum Schlusse noch vorschlagen: einen „Verband der Vorstände der physikalischen Institute an deutschen Hochschulen" zu begründen, wie ihn die Chemiker schon seit Jahrzehnten sehr zum Nutzen des chemischen Studiums haben. Die Organisation und Wirksamkeit dieses chemischen Verbandes könnte für den entsprechenden physikalischen vorbildlich sein. Diese Fragen lassen sich jedoch nur in mündlicher Diskussion behandeln, wofür wohl die geplante Versammlung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und der Deutschen Gesellschaft für technische Physik im September dieses Jahres in Jena die geeignete Gelegenheit bieten dürfte.

(Eingegangen am 15. März 1921.)

Die Ausbildung der technischen Physiker.

Von Georg Gehlhoff.

Die technische Physik hat im letzten Jahrzehnt eine intensive Wandlung und sprunghafte Entwicklung durchgemacht. Während sie bisher nahezu unter Ausschluß der Öffentlichkeit wirkte, ist sie in den letzten Jahren hauptsächlich infolge der erheblichen Zunahme ihrer Arbeitsgebiete und Erfolge, nicht zuletzt im Kriege, erstarkt und bekannt geworden. Äußerlich dokumentierte sich dies durch die vor $1^1/_2$ Jahren erfolgte Gründung einer eigenen Organisation, die eine eigene Zeitschrift begonnen, das Referatewesen (in Gemeinschaft mit der Deutschen Physikalischen Gesellschaft) neu organisiert hat, was durch beigebrachte große Spenden der technisch-physikalischen Industrie ermöglicht wurde; die technischen Physiker zeigten hierdurch, daß sie gewillt sind, ihre eigenen Wege zu gehen und durch eine zusammengefaßtere technische und wissenschaftliche Betätigung die physikalische Technik zu fördern und die Grundlagen für neue hochwertige Industrieerzeugnisse zu schaffen, mit denen allein das an Naturschätzen arme Deutschland auf dem Weltmarkte konkurrieren und sich zu besseren Zeiten heraufarbeiten kann.

Was der technische Physiker für die physikalische Technik nicht nur, sondern auch für die verschiedensten Nachbargebiete bedeutet, braucht hier nicht mehr besonders auseinandergesetzt zu werden. Es genügt der Hinweis auf die Leistungen der physikalischen Technik und vieler verwandter Gebiete im letzten Jahrzehnt, ganz besonders aber während des Krieges, und auf den großen, auch nicht entfernt gedeckten Bedarf an Physikern in der Technik, der der beste Maßstab für die Wertschätzung ihrer Leistungen ist.

Einer der wichtigsten Programmpunkte der vor $1^1/_2$ Jahren ins Leben gerufenen Deutschen Gesellschaft für technische Physik war nun eben die Ausbildung der technischen Physiker, das Heranziehen eines geeigneten Nachwuchses, bei dem die Mängel der Ausbildung, die wir am eigenen Leibe erfahren haben, vermieden werden und der technische Physiker in die Lage versetzt wird, all das zu leisten, was von ihm verlangt wird. Denn darüber soll man sich klar sein: Bei der verantwortungsvollen und wichtigen Stellung, die der technische Physiker sich erworben hat, wird auch vom jungen Physiker das Höchste erwartet, und so vermag er nur bei allerbesten Kenntnissen und größten Fähigkeiten das Vertrauen auf seine Leistungsfähigkeit zu rechtfertigen.

Eine der wesentlichen Vorbedingungen hierfür ist eine sorgfältige, den Bedürfnissen der Technik angepaßte Ausbildung, wofür die Einrichtung des Studiums der technischen Physik an den Technischen Hochschulen den besten Weg zu bieten schien, der, um vollständig zu sein, mit einem Examen (Diplom- bzw. Doktorexamen) abgeschlossen werden muß. Den Bemühungen der Deutschen Gesellschaft für technische Physik ist es im Verein mit den Hochschullehrern gelungen, dies durchzusetzen. In Danzig, Dresden, Karlsruhe, Stuttgart, Braunschweig ist mit diesem Semester das Studium der technischen Physik als offizielles Lehrfach zur Einführung gelangt, an den preußischen Hochschulen wird es vorbereitet, in München war es schon immer, in Dresden auf einem Umweg möglich. Das ist eine sehr wichtige Etappe,

wenn auch der Erfolg sich in einigen Jahren erst zeigen wird.[1])

Bevor wir jedoch an die Frage herangehen, wie man technische Physik studieren soll, scheint es mir notwendig, zu definieren, was wir unter technischer Physik verstehen. Dies mag manchem unnötig erscheinen; und doch ist diese Definition notwendig, da in manchen Kreisen zwischen dem technischen Physiker und dem physikalisch gebildeten Laboratoriumsingenieur nicht unterschieden wird; man meint den letzteren, wenn man vom ersteren spricht. Der technische Physiker ist seiner Grundnatur nach ein Physiker, ein Forscher, ein Wissenschaftler; der Laboratoriumsingenieur ist ein Maschinenbauer, Schiffbauer, Statiker usw., also ein Ingenieur. Der eine ist für die Technik so notwendig wie der andere, ihre Ausbildung, aber auch ihre Tätigkeit verschieden. Der technische Physiker wird zuerst und abermals Physik studieren und sich von den Fächern der Ingenieurwissenschaften das Notwendige und Erforderliche aneignen; der Laboratoriumsingenieur wird eine der Ingenieurwissenschaften als Hauptfach, die Physik aber als wichtigstes Nebenfach betrachten. Der technische Physiker hat seine Forschungen und Untersuchungen auf Neuland auszudehnen und sie bis zu dem Punkte zu fördern, wo der Ingenieur in Aktion tritt, um sie in die Praxis umzusetzen, ihnen die maschinelle oder apparative Form zu geben, aus denen der Laboratoriumsingenieur durch seine Arbeit höchsten Wirkungsgrad, günstigste Material- und Raumausnutzung, billigste Konstruktion, höchste Güte herauszuholen hat. Oft werden die Tätigkeit des Physikers und die des Laboratoriumsingenieurs unmerklich ineinander übergreifen, wie die Tätigkeit des letzteren auf die des Betriebs- und Konstruktionsingenieurs. Vollständig ersetzen wird der eine den anderen nie, trotzdem der eine möglichst viel vom Wissen des anderen, der Physiker vom Ingenieurfach, der Laboratoriumsingenieur — und, nebenbei bemerkt, auch der Ingenieur — von Physik besitzen soll.

In diesem Aufsatz wollen wir uns nur mit dem Studium der technischen Physiker beschäftigen, womit nichts über die sehr notwendige Befruchtung des Studiums der Ingenieure mit physikalischem Geiste ausgesagt sein soll, was den Gegenstand eines Artikels von anderer Seite bildet.

Man könnte sich nun wundern, daß wir eine Reform des Studiums für die der Technik zustrebenden Physiker für nötig halten, da doch die eingangs erwähnte Wertschätzung ihrer Leistungen ein Beweis für ihre Kenntnisse und damit für die Güte ihrer Ausbildung ist. In der Tat muß zugegeben werden, daß die bisherige Ausbildung der Physiker eine vorzügliche war. Sie haben den außerordentlich vielseitigen Anforderungen der Praxis weitgehend entsprochen. Auf allen Gebieten physikalischer Technik und näher und weiter verwandter Gebiete waren sie mit Erfolg tätig. Der beste Beweis sowohl für die Richtigkeit ihrer Vorbildung als auch für ihre umfassenden Kenntnisse ist die einfache Tatsache, daß ein großer Prozentsatz von ihnen in der Technik an hervorragenden Stellen eingereiht ist. Ein großer Teil hat es verstanden, die fehlenden Kenntnisse, namentlich solche betriebstechnischer und konstruktiver, aber auch geschäftlicher Art, sich anzueignen. Möglicherweise fördert das physikalische Studium mit seiner Ausbildung zu scharfer Beobachtung, logischem Denken und induktivem Vorgehen die Eignung für eine führende Tätigkeit. Aber ohne Beseitigung der selbstempfundenen Mängel in der Ausbildung ist dies nicht denkbar.

Und diese Lücken, die viele von uns selbst erfahren und mit viel Arbeit und Zeitverlust ausgeglichen haben, soll der künftige technische Physiker schon während des Studiums auszufüllen Gelegenheit haben, damit er noch besser gerüstet in die Praxis geht, weniger Zeit verliert und zu höheren Leistungen befähigt wird. Welcher Art die fehlenden Gebiete sind, ist oben schon kurz angedeutet. Hier einige ausführliche Beispiele: Materialkunde, Festigkeitslehre, allgemeine Maschinenelemente, Elemente der Wärmekraftmaschinen, technisches Zeichnen, Betriebskunde, Mechanik und vor allen Dingen Elektrotechnik; daneben Volkswirtschaftslehre usw. Hat der Physiker während seiner Ausbildung von den erstgenannten Fächern im allgemeinen gar nichts erfahren, so ist es von Mechanik und Elektrotechnik meist herzlich wenig gewesen. Freilich in der Vorlesung erfuhr man neben den ausgiebig erläuterten Eigenschaften des Gleichstroms auch die Grundtatsachen des Wechsel- und Drehstroms. Im Praktikum sah es hiermit meist schon etwas schwächer aus. Von praktischen Dingen, gar von Maschinen und Anlagen, erfuhr man hingegen sehr wenig. Und Mechanik? Eine Mechanik in modernerem Sinne haben wohl die wenigsten von uns zu hören oder zu sehen bekommen. Das soll nicht etwa ein Vorwurf für unsere Lehrer sein, die uns das Höchste gaben, was sie geben konnten; aber sie konnten nicht wissen, was die vor 20 Jahren noch wenigen Physiker brauchten, die in die Praxis gingen. Heute ist es anders, und heute muß manches geändert werden.

Es kommt dazu, daß das Bessere der Feind des Guten ist, daß die Anforderungen der Technik

[1]) Es ist zu begrüßen, daß der Dezernent für Hochschulwesen im preußischen Ministerium für Unterrichtswesen, Prof. Aumund, in einem Artikel in der Vossischen Zeitung über die von ihm vorgeschlagene Reform der Hochschulen die technische Physik als selbständige Abteilung in der naturwissenschaftlichen Fakultät vorgesehen hat.

steigen, daß der Wettbewerb der Technik der verschiedenen Länder immer schärfer und für uns ungünstiger wird, so daß wir dies unbedingt durch sorgfältigste Ausbildung und höchste Leistung wettmachen müssen.

Fassen wir dies alles zusammen, so kann man sagen: Die bisherige Ausbildung von Physikern für die Praxis hat befriedigende Resultate ergeben. Es soll also grundsätzlich an der physikalischen Ausbildung in der bisherigen Art festgehalten werden. Darüber hinaus soll dem Studenten Gelegenheit geboten werden, andere wichtige Fächer der Ingenieurwissenschaften kennen zu lernen. Daß ein gründlicheres Eingehen als bisher auf Mathematik und namentlich Chemie sehr nützlich und notwendig ist, ist selbstverständlich.

Weiterhin aber muß die Forderung gestellt werden, daß viel mehr als bisher die Anwendungen all der schönen theoretischen Kenntnisse gelehrt und gepflegt werden. Darum soll für den technischen Physiker die Vorlesung zurücktreten, Übungen und praktisches Arbeiten die Hauptsache sein. Dies bezieht sich namentlich auf die drei Hauptfächer Physik (experimentelle wie theoretische), Mathematik, Chemie, sowie auch auf die Nebenfächer. Bei dem zunächst weniger, später in steigendem Maße selbständigen Arbeiten lernt man mehr, dringt man tiefer in die Materie ein, als beim Hören der besten Vorlesung, um so mehr, als bei gesteigerter Anforderung an die Studenten ihnen kaum genügend Zeit bleibt, diese an Hand von Aufzeichnungen oder Büchern gründlich durchzuarbeiten und so wertvoll für sich zu gestalten. Praxis der Anwendungen, Messen, Beobachten, selbständiges Arbeiten, das soll man in erster Reihe lernen, und das ist auch das Sieb für den einzelnen, das er passieren muß, um seine Befähigung für die Praxis nachzuweisen.

Dabei ist es notwendig, daß das physikalische Praktikum einen Ausbau und eine bessere Steigerung durch Einfügen eines mittleren Praktikums als Vorstufe zur Doktorarbeit erfährt. Handfertigkeitspraktikum und mittleres Praktikum (das eine oder das andere war in den letzten Jahren schon vielfach eingeführt worden) werden dem späteren Doktoranden ein größeres Maß von Meßtechnik, Selbständigkeit, Übersicht, Selbstkritik geben und ihm viel Zeit sparen. Während bisher der größte Teil der auf die Doktorarbeit verwandten Zeit auf die Vorbereitungen, Aufstellen, ja Fertigmachen von Instrumenten, Erproben der Versuchsanordnung ging, soll diese Zeit in Form des mittleren Praktikums nützlich angewandt werden und mehr Zeit für die eigentliche Doktorarbeit zur Verfügung stehen, was auch gleichzeitig zur Hebung des Niveaus der Doktorarbeiten beitragen wird. Den gleichen Effekt hat auch die Ausdehnung des „kleinen" physikalischen Praktikums auf drei Semester.

In den höheren Semestern muß sich dann nach Absolvierung der Hauptvorlesungen und allgemeinen Übungen auch noch Zeit für Vorlesungen und Übungen über spezielle Gebiete der Physik und physikalischen Technik finden, z. B. Röntgenstrahlen, drahtlose Telegraphie, Elektronenröhren, Beleuchtungstechnik, höhere Optik, technische Akustik usw.

Ausflüge nach Fabriken, Kraftwerken oder größeren Anlagen (an freien Nachmittagen oder besser bei Ferienbeginn) ergänzen die Ausbildung nach der technischen Seite, wozu noch zweckmäßig eine halb- oder einjährige praktische Arbeit als Lehrling in einer Fabrik oder Werkstatt käme, die das Handfertigkeitspraktikum zu ersetzen auch nicht entfernt imstande ist.

Nach diesen allgemeinen Gesichtspunkten können wir nun einen idealen „Studienplan" aufstellen, d. h. einen solchen, wie er durchführbar wäre ohne Rücksicht auf andere Abteilungen, auf die vorhandenen Lehrkräfte und abgehaltenen Vorlesungen und Übungen in anderen Abteilungen, die sich nur zum geringen Teil nach dem Studenten der technischen Physik richten können. Es ist selbstverständlich, daß der wirkliche Studienplan an jeder Hochschule anders aussehen, daß er sich nach den örtlichen Verhältnissen richten wird und in die übrigen Vorlesungs- und Übungsprogramme hineingearbeitet werden muß. Schließlich werden auch die einzelnen Hochschullehrer über dieses und jenes Lehrfach, über den Gesamtaufbau des Physikstudiums anderer Meinung sein; etwas Definitives wird sich erst in einigen Jahren aus der Praxis nach den gewonnenen Erfahrungen und den erzielten Resultaten herauskristallisieren.

Betrachtet man den Studienplan zunächst in seiner Gesamtheit, so sieht man seine Gliederung nach drei Perioden: Erstes bis viertes Semester Vorbereitung (Abschluß durch Vorexamen), fünftes Semester Übergang zum Hauptstudium, sechstes bis achtes Semester Hauptstudium mit Diplom- und Doktorarbeit (Abschluß Diplom- und Doktorexamen).

Im einzelnen soll auf folgende Punkte aufmerksam gemacht werden:

1. Die Hervorhebung der Wichtigkeit praktischer Übungen kommt in ihrer großen Zahl, die Wichtigkeit speziell physikalischer Übungen in der Vermehrung der Anfängerpraktika von zwei auf drei und der Einrichtung eines besonderen mittleren Praktikums zum Ausdruck.

2. Auch in der Mathematik und theoretischen Physik ist Wert auf Übungen zur Vertiefung der Anwendung theoretischer Kenntnisse gelegt.

3. Chemie und physikalische Chemie erhalten ihrer Bedeutung entsprechend erheblichen Umfang.

Semester	Zeit	Montag	Dienstag	Mittwoch	Donnerstag	Freitag	Sonnabend
I.	8—9	Volkswirtschaftsl.	Rechtslehre	Darstellende Geometrie	Volkswirtschaftsl.	Rechtslehre	Mathematische Übungen
	9—10	Mathematik I	Mathematik I		Mathematik I	Mathematik I	
	10—11	Chemie (anorg.)	Chemie	Chemie	Chemie	Chemie	
	11—12	Physik	Physik	Physik	Physik	Physik	
	2—3 3—4 4—5 5—6	Handfertigkeit	Handfertigkeit		Handfertigkeit	Handfertigkeit	
II.	8—9	Materialkunde	Materialkunde	Mechanik	Materialkunde	Materialknnde	Mechanik
	9—10	Mathematik II	Mathematik II		Mathematik II	Mathematik II	
	10—11	Chemie (org.)	Chemie	Chemie	Chemie	Chemie	Mathematische Übungen
	11—12	Physik	Physik	Physik	Physik	Physik	
	2—3 3—4 4—5 5—6	Physikalisches Praktikum (Mechanik Wärme)	Chemisches Praktikum (Qualitativ)		Physikalisches Praktikum	Chemischss Praktikum (Qualitativ)	
III.	8—9	Allg. Machinenk.	Maschinenkunde	Festigkeitslaboratorium	Maschinenkunde	Maschinenkunde	Übungen Theoret. Physik
	9—10	Theoret. Physik	Theoret. Physik		Theoret. Physik	Theoret. Physik	
	10—11	Mathematik III	Mathematik III		Mathematik III	Mathematik III	
	11—12	Elektrotechnik	Elektrotechnik		Elektrotechnik	Elektrotechnik	
	2—3 3—4 4—5 5—6	Physikalisches Praktikum (Optik)	Chemisches Praktikum (Präparativ Quantitativ)		Physikalisches Praktikum	Chemisches Praktikum	
IV.	8—9	Physik. Chemie	Physik. Chemie	Angewandte Mathematik (Übungen)	Physik. Chemie	Physik. Chemie	Übungen Theoret. Physik
	9—10	Theoret. Physik	Theoret. Physik		Pheoret. Physik	Theoret. Physik	
	10—11 11—12	Technisches Zeichnen	Technisches Zeichnen		Technisches Zeichnen	Technisches Zeichnen	
	2—3 3—4 4—5 5—6	Physikalisches Praktikum (Elektrizität)	Wärme- und Maschinenlaboratorium		Physikalisches Praktikum (Elektrizität)	Wärme- und Maschinenlaboratorium	
V.	8—9	Theoret. Physik	Theoret. Physik	Übungen angewandte Mathematik	Theoret. Physik	Theoret. Physik	Übungen Theoret. Physik
	9—10	Werkstattechnik	Physikalisch-Chemisches Praktikum		Werkstattechnik	Physikalisch-Chemisches Praktikum	
	10—11 11—12	Chemische Technologie			Chemische Technologie		
	2—3 3—4 4—5 5—6	Elektrotechn. Praktikum	Mittleres Physik. Praktikum	Mittleres Physik. Praktikum	Elektrotechn. Praktikum	Mittleres Physik. Praktikum	
VI.	8—9	Theoret. Physik	Theoret. Physik	Spezialübungen	Theoret. Physik	Theoret. Physik	Übungen Theoret. Physik
	9—10	Spezialvorl. Phys.	Spezialvorlesung		Spezialvorlesung	Spezialvorlesung	
	10—11 11—12 2—3 3—4 4—5 5—6	Großes Physik. Praktikum	Großes Physik. Praktikum	Großes Physik. Praktikum (2—6)	Großes Physik. Praktikum	Großes Physik. Praktikum	
VII. und VIII.	8—9 9—10	Spezialvorlesungen	Spezialvorlesungen	Spezialübungen	Spezialvorlesungen	Spezialvorlesungen	Spezialübungen
	10—11 11—12 2—3 3—4 4—5 5—6	Großes Physik. Praktikum	Großes Physik. Praktikum	Großes Physik. Praktikum (2—6)	Großes Physik. Praktikum	Großes Physik. Praktikum	

Anmerkungen: 1. Mathematik I Differentialrechnung; Mathematik II Integralrechnung; Mathematik III Differentialgleichungen, Funktionenlehre. 2. An den freien Nachmittagen oder besser bei Ferienbeginn Exkursionen in Fabriken, Kraftwerke, Werften usw. 3. Im III. Semester event. noch einen Nachmittag Übungen in der angewandten Mathematik.



4. Von den Ingenieurfächern sind die wichtigsten herangezogen, Elektrotechnik mit besonderer Berücksichtigung.

5. In den letzten drei Semestern ist Raum für Spezialvorlesungen und -übungen aus der Physik und physikalischen Technik.

Man könnte vielleicht meinen, es sei etwas zu viel des Guten und ein Durchdringen der gesamten Materie unmöglich bzw. für den Studierenden zu anstrengend. Aber einmal hat sich bis heute noch selten ein Student überarbeitet; sodann wird man von der künftigen Generation auch schon in der Vorbereitungszeit mehr Ernst und mehr Arbeit verlangen müssen, die ein sehr viel höherer Prozentsatz als früher schon im eigenen Interesse aufbringen wird; schließlich darf man nicht verkennen, daß die Nebenfächer aus den Ingenieurwissenschaften nur eine Übersicht, einen Eindruck geben sollen, daß ein gründliches Studium beispielsweise der Maschinenelemente nicht erwartet wird. Bei intensiver Ausnutzung der Zeit, insbesondere bei guter Vorbereitung durch die höheren Schulen, halte ich für einen einigermaßen fleißigen Studenten guter Begabung dieses Studium in der vorgesehenen Zeit durchaus für durchführbar und zu bewältigen. Wer nicht fertig wird, muß, wie bisher schon, ein Semester zulegen oder mit dem Diplomexamen abschließen und das Doktorexamen später machen.

Übrigens ist auch zu erwarten, daß in Zukunft schon im Schulunterricht mindestens der Realgymnasien und Oberrealschulen mehr Rücksicht auf die naturwissenschaftlich-technische Ausbildung genommen wird, wie es schon vielfach angestrebt ist, so daß bei besserer, d. h. geeigneterer Schulbildung auch das Studium leichter fallen wird und auf ein höheres Niveau zugeschnitten werden kann. Dies erfordert schon die Konsequenz aus der steigenden Industrialisierung Deutschlands.

Eine andere wichtige Frage ist die nach der Einrichtung der Vorlesungen. Es scheint bei genügender Möglichkeit von Spezialvorlesungen fürs erste keine Notwendigkeit, die Physikvorlesungen — für die anderen Fächer würde es schon an passiver Resistenz scheitern — zu teilen in eine solche für technische Physiker und eine solche für Ingenieure. Unter diesen Spezialvorlesungen dürfen natürlich solche über Meßtechnik, angewandte Physik usw. nicht fehlen.

Die Forderung der Ausdehnung des Studiums nach der Richtung der Ingenieurfächer bedingt ohne weiteres, daß dieses Studium an den Technischen Hochschulen möglich ist. Ja, man kann sagen, daß das physikalische Studium in geeigneter Form an den Technischen Hochschulen für den praktischen Physiker günstigere Vorbedingungen bieten würde, als das an einer Universität.[1]) Hieraus ergab sich die Forderung nach Einführung des Diplomingenieur- und Doktoringenieurexamens für technische Physik an den Technischen Hochschulen, der, wie erwähnt, seitens der zuständigen Ministerien stattgegeben wurde, so daß an den eingangs erwähnten Hochschulen schon für dieses Semester entsprechende Prüfungsbestimmungen aufgenommen werden konnten. Danach soll die Vorbereitungszeit durch die Vorprüfung, die sich auf die Hauptfächer Physik, Mathematik, Chemie und einige Wahlfächer erstrecken soll, das Hauptstudium durch das Diplom- und Doktorexamen, gleichfalls mit Haupt- und Wahlfächern, abgeschlossen werden, wobei die Doktorarbeit meist eine Erweiterung der Diplomarbeit bilden wird.

Als Beispiel einer Prüfungsordnung gebe ich die von Dresden, die für die Vorprüfung fordert:

1. Grundlagen der Physik.
2. Mathematik.
3. Anorganische und organische Chemie.
4. Nach Wahl
   Allgemeine Maschinenlehre,
   Allgemeine Elektrotechnik,
   Festigkeitslehre.
5. Nach Wahl
   Volkswirtschaftslehre,
   Staatsrecht und Gewerberecht.

Vorzulegen sind:
   Journale über die Tätigkeit im Physikalischen Institut,
   Technische Zeichnungen,
   Journale aus dem Chemischen Laboratorium,
   Arbeiten aus dem Mathematischen Seminar,
   Bericht über eine im Physikalischen Institut auszuführende Aufgabe.

Für die Schlußprüfung:

1. Physik einschließlich Laboratoriumskunde.
2. Spezielle theoretische Physik (mit freier Wahl des Hauptgebietes: Mechanik; Optik und Akustik, einschließlich Röntgenstrahlen; Wärme einschließlich Gastheorie; Elektrostatik, Magnetismus und Dielektrizität; elektrischer Strom einschließlich Radioaktivität).
3. Spezielle Mathematik (nach Wahl: partielle Differentialgleichungen und Fouriersche Reihen; Wahrscheinlichkeitsrechnung und Methode der kleinsten Quadrate; angewandte Mathematik; analytische Mechanik; Potentialtheorie usw.).

[1]) Diese Frage wird ausführlicher in einem sehr interessanten Aufsatz von Prof. F. Krüger behandelt. Internationale Monatsschrift f. Wiss., Kunst und Technik, **14**, S. 526, 1919.



4. Nach Wahl:
   Physikalische Chemie,
   Chemische Technologie,
   Technische Wärmelehre,
   Telegraphie und Telephonie.

Vorzulegen sind:
   Journale über die Tätigkeit im Physikalischen Laboratorium,
   Arbeiten aus den Übungen über theoretische Physik,
   Journale über Arbeiten
      im Physikalisch-chemischen oder
      im Elektrotechnischen oder
      im Maschinenbau- oder
      im Schwachstrom- oder
      im Photographischen Laboratorium.

Was nun die Richtung der physikalischen Durchbildung anbelangt, so wird sich diese wie bisher schon ganz zwanglos aus den „Schulen" ergeben. An der einen Hochschule wird drahtlose Telegraphie, an der anderen Elektronenphysik, an der dritten Optik usw. mehr gepflegt werden. Im übrigen ist jedoch immer die breite Basis physikalischer Kenntnisse zu betonen und bleibt das Wichtigste. Es bestehen keine Bedenken, dies auch in Zukunft beizubehalten, wobei Veranlagung und Neigung des Studierenden gleichfalls zu berücksichtigen sind. Es soll nicht schematisiert werden, es sollen nicht technische Physiker nach einem bestimmten Typ gezüchtet werden, wie es bei den Ingenieuren leider der Fall ist, es darf aber auch nicht weitgehend spezialisiert werden. Das kommt in der Praxis noch früh genug. Ein Physiker, der heute ein Gebiet bearbeitet, muß in der Lage sein, morgen eine Aufgabe aus einem anderen Gebiet zu bearbeiten, sich hineinzufinden.

Auf einen Punkt muß noch besonders hingewiesen werden: In neuerer Zeit hat die zwischen Physik nnd Mathematik stehende Mechanik besondere und selbständige Bedeutung gewonnen. Das Physikstudium ist bisher hierauf nicht zugeschnitten. Es sollte daher auch für die Möglichkeit gesorgt werden, daß der besonders interessierte Student in den höheren Semestern ganz zur Mechanik übergeht, für die an den meisten Hochschulen besondere Lehrstellen und Institute eingerichtet sind.

Die Durchführung des geschilderten Programms wird wohl erst allmählich möglich sein, um so mehr, als sie auch besondere Mittel, sei es für Lehraufträge, sei es für Einrichtungen und Apparate, erfordern wird. Gerade im Zusammenhang hiermit wird man, wo nötig, eine Modernisierung der Einrichtungen und vor allem der Apparate und Instrumente fordern müssen. Eine Reihe von Organisationen hat sich gerade dies zur Aufgabe gestellt, Mittel hierfür herbeizuschaffen, da auf größere staatliche Mittel vorläufig nicht zu rechnen ist. Vor allem aber wird es Pflicht der Industrie und physikalischen Technik sein, die Institute in dieser Hinsicht zu unterstützen. Alles Kapital, das sie hierfür anwendet, wird sie hundertfach zurückerhalten; es ist die allerbeste Kapitalanlage: Papiergeld investieren wir, die Zinsen aber erhalten wir in Form vermehrter geistiger Schätze in Goldwährung zurück!

Und nun noch einige allgemeine Gesichtspunkte. Hat ein technischer Physiker sein Studium absolviert, soll er dann sofort in die Praxis gehen? Wenn irgend möglich, nein; sondern er soll sehen, noch einige Jahre Assistent zu werden. Der Student lernt die Physik kennen, der Assistent lernt sie beherrschen. Die Assistententätigkeit ist zur Vervollständigung und Verbreiterung der Kenntnisse außerordentlich nützlich. Daß dagegen die Habilitation besondere Auspizien für Anstellung in der Praxis bietet, dafür liegen heute keine Anzeichen vor.

Das Allerwichtigste aber ist, daß zwischen Hochschule und Technik auch auf dem Gebiete der Physik ein inniger Kontakt hergestellt wird. Die Chemiker haben ihn immer gehabt, die Physiker haben ihn seit Siemens, Abbe und andern bis auf einige Ausnahmen fast ganz verloren. Beide, Hochschullehrer und technischer Physiker, sollen sich gegenseitig anregen, Theorie und Praxis sollen einander befruchten. Beide haben Nutzen davon. Insbesondere muß sich der Hochschullehrer etwas vertrauter mit den Wünschen und Aufgaben der Technik machen, will er auf den Nachwuchs entsprechend einwirken. Oft genug wird die Arbeit der Hochschullehrer da anfangen, wo die Technik aus Mangel an Zeit oder an brennendem Interesse aufgehört hat. So schwierig es im einzelnen sein mag, so sollte man doch versuchen, Praktiker für die Hochschulen zu gewinnen, Assistenten der Technik und Hochschule miteinander zeitweilig auszutauschen usw. Bei dieser Gelegenheit sei auf die Notwendigkeit neutraler Gutachter hingewiesen, die über die nötigen praktischen Kenntnisse und Erfahrungen verfügen müssen, wenn sie ihrer Aufgabe unabhängig und unbeeinflußt gerecht werden wollen. Die heutige Gutachtertätigkeit könnte eine Besserung wohl vertragen.

All dies hat nicht direkt mit dem Studium der technischen Physik zu tun, wird es aber indirekt sehr wesentlich beeinflussen und fördern. Und es wird seltener vorkommen, daß ungeeignete Kräfte mit der Ausbildung technischer Physiker betraut werden.

Und wie steht es nun mit dem physikalischen Unterricht an Universitäten? Augenblicklich scheint dort die spekulative, theoretisierende Richtung zu

überwiegen, die sich weiter als je von der Praxis entfernt. Trotzdem müssen auch die Universitäten einen Teil ihrer Schüler an die Technik abgeben. Abgesehen nun davon, daß an manchen Stellen in der Technik der mehr nach der mathematischen und theoretischen Seite ausgebildete Physiker am Platze und erwünscht ist, hat auch der Physiker an Universitäten die Möglichkeit, sich mehr als bisher für die Technik vorzubereiten. Mechanik, angewandte Physik, darstellende Geometrie, angewandte Mathematik, Materialkunde, physikalische Spezialvorlesungen werden schon an vielen, Volkswirtschaftslehre, Rechtskunde, ganz abgesehen von Chemie, physikalischer Chemie und Mathematik an allen Universitäten geboten. Technische Exkursionen sind überall möglich. Man sollte nur von all diesem mehr Gebrauch machen — und die Studenten mehr darauf hinweisen. Und sehr erwünscht wäre es, auch die Prüfungsordnung für Physiker nach dieser Richtung zu erweitern: Statt Philosophie Mechanik; Chemie oder Mathematik nicht als Nebenfach, sondern als Hauptfach, dazu noch ein bis zwei Wahlnebenfächer. Auch an den Universitäten läßt sich das Physikstudium den heutigen Zeitforderungen anpassen; und auch dort liegt es im Rahmen des Wünschenswerten und Möglichen, den Kontakt mit der Technik wieder zu schließen. Bleibt alles beim Alten, dann fürchte ich, wird sich die Physik als praktische Wissenschaft bald ebenso ganz von der Universität abwenden, wie es seinerzeit die Ingenieurwissenschaften getan haben. Ob zum Nutzen der Physik und physikalischen Forschung, scheint mir fraglich. Die Technik wird jedenfalls die Physiker bevorzugen, die die bessere, gründlichere und vielseitigere Ausbildung haben und bei denen die Zeit des „Anlernens" kürzer ist. Daß die von der Technik selbst erzogenen oder von Handwerkerschulen ausgebildeten Laboranten oft ein ganz vorzügliches Material sind und dem Akademiker eine starke Konkurrenz bereiten, sei nur nebenbei erwähnt.

Der Konkurrenzkampf hat schon manches Wunder bewirkt. Scheuen wir uns nicht, ihn im besten Sinne auf das geistige Gebiet zu übertragen, und hoffen wir, daß auf diesem Wege die Physik einen neuen Impuls erhält, die praktische Physik einer neuen Blütezeit entgegengeht, die ihrerseits belebend und befruchtend auf die Technik einwirken und neue Grundlagen für qualifizierte Arbeit schaffen würde. Theorie und Praxis! Beide müssen Hand in Hand gehen, soll das Höchste an Leistung und Güte geschaffen werden!

(Eingegangen am 15. November 1920.)

Die Bedeutung der Mechanik für das Studium der technischen Physiker.

Von Th. von Kármán.

Unter den Gründen, welche dafür sprechen, das Studium der technischen Physiker trotz der vielen Erfolge, welche die an Universitäten ausgebildeten Physiker in der Industrie erzielten, immer mehr an den technischen Hochschulen zu konzentrieren, halte ich die Art und Weise, in welcher die Mechanik an den Hochschulen getrieben wird, für einen der wichtigsten. Die Mechanik, „die schönste Tochter der Mathematik" ist in den letzten Jahrzehnten nach zwei Richtungen hin zur neuen Blüte gelangt. Die eine Richtung ist durch die Orientierung der theoretischen Physik bedingt, durch die Bestrebung, unter Heranziehung der Wahrscheinlichkeitenrechnung und der daran anschließenden Quantentheorie die thermischen Erscheinungen auf rein mechanische Vorgänge, die tiefliegendsten Probleme der Konstitution der Materie, der Spektraloptik und vielleicht neuerdings der Chemie auf mechanisch-elektrodynamische Grundvorstellungen zurückzuführen. Die zweite Richtung der Neubelebung der Mechanik ist weit bescheidener in Zielen und bescheidener in Erfolgen. Trotzdem halte ich es für lohnend, einmal auch diese Entwicklungsrichtung zu besprechen; insbesondere weil für das tägliche Brot des technischen Physikers diese Richtung der Mechanik doch in erster Linie in Betracht kommt.

Ich meine die Zurückführung der sogenannten klassischen Mechanik von der Pflege ihrer eigenen Schönheit zur Lösung physikalischer und technischer Aufgaben.

Als jenes stolze Gebäude der analytischen Mechanik, welches in den meisten Universitätsvorlesungen dem heutigen Studierenden als abgeschlossenes Ganzes sich offenbart, fundiert und aufgebaut worden ist, lag ihren Begründern wohl nichts ferner, als ein reines Anwendungsgebiet mathematischer Methoden zu schaffen. Sie suchten vielmehr nach Mitteln, die Vorgänge in der wirklichen, in der praktischen Welt mathematisch zu erfassen, ja, viele jener großen Mathematiker und Naturforscher, denen wir die Grundlehren der Mechanik verdanken, haben neben den vorwiegenden astronomischen Gesichtspunkten ausdrücklich auch technische Interessen vor Augen gehabt. Trotzdem hat die Mechanik im Laufe der Zeiten von den Problemen der Physik und der Technik sich mehr und mehr entfernt, und sie wurde sozusagen zu einem Prüf- und Übungsfelde mathematischer Theorien und Methoden.

Und dies kam so:

Leider sind die meisten und die wichtigsten Aufgaben der Technik nicht diejenigen, welche man mathematisch einfach und schön zu fassen



und zu lösen vermag, oder deren Lösung von rein mathematischem Standpunkte aus den Mathematiker besonders reizen würde. Die Mathematiker, welche sich mit Mechanik befaßten und an der Weiterentwicklung der Mechanik gearbeitet haben, suchten sich daher zumeist diejenigen Probleme aus, welche vom mathematischen Standpunkte aus Erfolge verhießen, und verloren allmählich den Sinn für die Bedürfnisse der Praxis und der physikalischen Forschung; die Praktiker hingegen fühlten sich in ihren Erwartungen getäuscht, weil die Theorie auf die dringendsten Fragen, welche an sie gestellt wurden, oft jede Antwort schuldig geblieben ist. So ist mit der Zeit eine Kluft zwischen der analytischen, reinen Mechanik (Dynamik der starren Körper, Hydrodynamik, Elastizitätstheorie) einerseits und der technischen Mechanik (Maschinenlehre, Hydraulik, Festigkeitslehre) andererseits entstanden. Die erstere blieb bei den allgemeinen Theoremen und einzelnen ausgewählten Fällen, welche man elegant und geistreich behandeln konnte, die letztere suchte, — da sie sich von der reinen Wissenschaft im Stich gelassen wähnte — mit der reinen Empirie, mit Faustregeln usw. durchzukommen.

Wenn ich nun auch in den einleitenden Worten als Fürsprecher der technischen Hochschule und der Mechanik, wie sie an der Hochschule getrieben wird, vorgetreten bin, so muß ich doch zugeben, daß die ersten einschneidenden Schritte, die so entstandene Kluft zu überbrücken, von einer Universität ausgegangen sind. Ich halte es für eines der größten Verdienste Felix Kleins, daß er bestrebt war, den angedeuteten Mißstand nicht nur grell zu beleuchten, sondern durch Anregung, durch Wort und Schrift die getrennten Gebiete wieder miteinander zu versöhnen.

„Rien n'est beau que le vrai et le vrai est le seul aimable." Dieses Wort des großen französischen Schriftstellers, welches auch der unsterbliche Minkowski zur Devise seiner berühmten Preisschrift gewählt hatte, könnte man als Schlagwort für die neue Entwicklungsrichtung der Mechanik hinstellen. Nicht nur die logische Richtigkeit in sich, sondern auch die Annäherung an die Wahrheit, an die Wirklichkeit, sollte angestrebt werden. Dieses Prinzip trachtete Klein in den drei Hauptzweigen der Mechanik, welche für die Technik von gleicher Wichtigkeit sind: in der Mechanik der starren Systeme, in der Hydromechanik und der Mechanik elastischer Körper gleichsam zum Durchdringen zu verhelfen. Es klingt vielleicht als Trivialität, wenn man sagt: „eine Theorie ist richtig, wenn sie mit der Wirklichkeit übereinstimmt", und wie oft hört man es trotz alledem, insbesondere von Vertretern der technischen Fächer: „nach der Theorie ist die Sache so, in der Wirklichkeit liegt sie anders". Daß die in den letzten Sätzen durchschimmernde merkwürdige Auffassung über den Wert der Theorie sich verbreiten konnte, ist jedoch nicht allein Schuld der Praktiker. Sie ist entstanden, weil die mathematische Theorie zu oft gerade jene Merkmale in den Erscheinungen vernachlässigte, welche für die Praxis die maßgenden sind. Diese Mißstände zu beseitigen war eines der wichtigsten Ziele der Kleinschen Bestrebungen.

Es mußte Zweifaches getan werden:

Einerseits mußten die Begriffe und Sätze der analytischen Mechanik anschaulich verarbeitet und dargestellt werden, damit sie auch in der Gedankenwelt des Praktikers, der zu höherer Einsicht der ihn interessierenden Vorgänge gelangen wollte, Fuß fassen konnten, damit das Verhältnis der sogenannten technischen Theorien zu den exakten Grundlagen klargestellt werde — andererseits mußten diejenigen, welche von der Seite der reinen Mechanik, mit den nötigen mathematischen Mitteln ausgerüstet, an die technischen Probleme herantreten wollten, dazu geführt werden, über die zu sehr idealisierten Fälle hinauszugehen und trotz mathematischer Schwierigkeiten oder Langwierigkeit der Berechnungen der Wirklichkeit näher zu kommen.

Ein charakteristisches Beispiel für Kleins Auffassung über „wirkliche Mechanik", im Gegensatze zur sogenannten „rationellen Mechanik", bietet das wohl alleinstehende „Kreiselbuch", das vierbändige Werk über die Theorie des Kreisels, welches aus Vorlesungen von Felix Klein entstanden, durch Sommerfeld herausgegeben wurde.

Mit glücklichem Griff stellt Klein — jedenfalls befruchtet durch die englische Literatur — den Begriff des Drehimpulses in die Mitte der Betrachtungen und jeder, der den Entwicklungsgang der Literatur und des Unterrichts in der Mechanik in den letzten Jahrzehnten mit Aufmerksamkeit verfolgte, wird es bestätigen, daß diese Darstellungsweise der Bewegungsvorgänge und Kraftverhältnisse an starren Systemen sehr viel dazu beigetragen hat, daß das Verständnis für mechanische Vorgänge in weitere Kreise der Praktiker dringen konnte. Sie ist eine der Hauptstützen der „anschaulichen Mechanik" geworden, welche heute an den meisten Hochschulen der Platz der abstrakten analytischen Mechanik erobert hat. Und gerade der Begriff des Drehimpulses hat seltsamer Weise auch auf jenen Gebieten der physikalischen Forschung, welche, ich am Anfang dieses Artikels erwähnt habe, auf dem Gebiete der Atomphysik, zentrale Bedeutung erhalten, durch jene neuere Wendung der Quantentheorie, welche an Stelle einer quantenhaften Energiestatistik die Quantelung des Momentes als primäre Forderung in den Vordergrund stellt.

Wenn auf dem Gebiete der Mechanik starrer

Systeme die anschauliche Fassung bekannter Sätze und bekannter Gleichungen das Notwendigste war, so lag die Sache auf dem Gebiete der Elastizitätslehre und Hydromechanik doch etwas anders. Auf diesen Gebieten war der Hauptmangel der, daß das Anwendungsgebiet der exakten Theorie außerordentlich eng begrenzt war. Nehmen wir z. B. den Fall der Hydrodynamik. Die Ergebnisse der exakten Hydromechanik beschränken sich fast ausschließlich auf die Bewegung reibungsloser und sehr stark reibender Flüssigkeiten. Die Theorie der Potentialbewegungen wurde von mathematischer Seite immer weiter und weiter entwickelt, fast ohne Rücksicht darauf, daß diese Strömungszustände kaum verwirklicht werden können. Sogar jene Fälle, in welchen man richtig angesetzt mit der Theorie der reibungslosen Flüssigkeit auskommt — ich meine die Theorie des Luftwiderstandes und des Tragflächenauftriebs — konnten erst neuerdings klar erfaßt werden, weil früher schärfere Untersuchungen darüber fehlten, unter welchen Umständen man mit einer solchen Annäherung auskommt und unter welchen Umständen die Berücksichtigung der Reibung unbedingt erforderlich ist. Das Anwendungsgebiet der Theorie der zähen Flüssigkeiten ist ebenfalls sehr eng gewesen, weil die vielen mathematischen Untersuchungen fast ausschließlich nur auf Fälle sich bezogen, wo die Trägheitskräfte neben den Reibungskräften vernachlässigt werden konnten. Nun liegen die Aufgaben der Hydraulik zumeist zwischen den beiden extremen Fällen. Sie fordern eine gleichzeitige Berücksichtigung der Reibungskräfte und der Trägheitskräfte. Wir sind noch lange nicht so weit, daß wir das Grundproblem des turbulenten Flüssigkeitswiderstandes beherrschen könnten und sind auf Empirie angewiesen. Klingt es jedoch nicht fast unglaublich, daß in vielen Werken über Hydraulik erst in den letzten Jahren die Erkenntnis durchgedrungen ist, daß die empirischen Formeln wenigstens den einfachen Regeln nicht widersprechen dürfen, welche man auf Grund physikalischer Dimensionsbetrachtungen aus den hydrodynamischen Bewegungsgleichnngen unschwer und unzweideutig ableiten kann? Wir sind erst heute soweit, daß das ungeheure Erfahrungsmaterial der technischen Hydraulik auf Grund hydrodynamischer Prinzipe geordnet wird. Erst heute beginnen Hydrodynamik und Hydraulik sich gegenseitig wirksam zu befruchten, und da der Unterricht zumeist etwas nachhinkt, so würde jemand, der ein Kollegheft nach einer Universitätsvorlesung über Hydrodynamik und nach einer Vorlesung an der Hochschule über Hydraulik aufs Geradewohl in die Hand nimmt, falls er in dem Gegenstand nicht besonders bewandert ist, kaum merken, daß die beiden Vorlesungen lediglich doch denselben Gegenstand behandeln.

Um nicht mißverstanden zu werden, will ich ausdrücklich betonen, daß eine streng mathematisch gefaßte und möglichst allgemein gehaltene analytische Mechanik nicht nur für den Mathematiker, sondern auch für den Physiker von großem Werte ist, und daß ich sogar für notwendig halte, daß auch für die Studierenden der Technischen Hochschule, welcher ihrer Veranlagung entsprechend, wie dies die neueren Lehrpläne der meisten Hochschulen ermöglichen, eine Vertiefung ihrer theoretischen Ausbildung anstreben, Vorlesungen über analytische Mechanik gehalten werden. Wenn man aber sich fragen muß, wie die Mechanik in eine große Reihe von Fächern, welche alle für den technischen Physiker als unumgänglich notwendig erscheinen, eingepaßt werden soll, so erscheint mir die anschauliche Mechanik, d. h. eine Mechanik, welche unmittelbar nach den praktischen Problemen sich orientiert, diese aber mit den Mitteln der exakten Methode beleuchtet, als die richtigere. Es ist sogar diskutabel, ob auch der Lehramtskandidat nicht mehr von der anschaulichen Mechanik (sie braucht keineswegs technische Mechanik in dem gewöhnlichen Sinne des Wortes zu sein) haben würde, als von einer rein mathematischen Darstellung. Aus diesem Grunde ist es zu begrüßen, wenn an den meisten Universitäten durch Schaffung von Lehrstühlen und Lehraufträgen für angewandte Mathematik und Mechanik, wie sie z. B. in Göttingen seit Jahrzehnten bestehen, auch die praktische Seite der Mechanik zur Geltung kommt und andererseits durch Ermöglichung der Ausbildung von Lehramtskandidaten an Technischen Hochschulen immer mehr und mehr Lehramtskandidaten die technische Mechanik kennen lernen werden.

Was den Umfang des Mechanikunterrichts für die technischen Physiker anbelangt, so halte ich das Maß, welches in dem Lehrplanentwurf des Herrn Gehlhoff angedeutet ist, für etwas knapp bemessen. Mit Rücksicht auf die, gegen die Zahl der Ingenieurstudierenden verhältnismäßig geringe Zahl der technischen Physiker, wird es wohl zunächst das Angebrachte sein, wenn die technischen Physiker dieselben Vorlesungen, wie die Maschinen- und Elektroingenieure besuchen. Das einzige Kapitel, welches für die Bedürfnisse des technischen Physikers vielleicht zu ausführlich behandelt wird, ist die Festigkeitslehre. Andererseits wird der technische Physiker in vielen Zweigen der Industrie gerade viel mit Materialprüfung zu tun haben, und es wäre traurig, wenn er die Aufgabe der Materialprüfung in derselben schematischen Weise auffassen würde, wie dies leider hie und da in Materialsprüfungsanstalten der Fall ist. Wenn der technische Physiker, wie Herr Gehlhoff sehr richtig ausführt, seinem innersten Wesen nach

immer Wissenschaftler und Forscher bleiben soll, so muß er auch bei der etwas schematischen Tätigkeit des Materialprüfers in jedem Moment den lebendigen Kontakt mit den theoretischen Fragen der Elastizitätstheorie fühlen. Aus diesem Grunde halte ich ein gründliches Studium der Elastizitäts- und Festigkeitslehre nicht für unnötig. In den höheren Semestern muß wohl ein über das Maß der Ingenieurausbildung hinausgehendes Studium der Prinzipe der Mechanik gefordert werden, um den Anschauungen über theoretische Physik ein festeres Gefüge zu geben. Daß Spezialvorlesungen über einzelne Kapitel der Mechanik, wie Schwingungslehre, Kreiseltheorie usw. wie sie jetzt zumeist an den Hochschulen gehalten werden, auch für den Physiker nützlich sind, bedarf wohl keiner weiteren Ausführung.

Nicht zu unterschätzen sind für die Ausbildung des technischen Physikers die Mechanikübungen, und zwar sowohl rechnerische Übungen als Praktika, wie sie an einigen Hochschulen bereits eingeführt sind (gleichfalls in dem Gehlhoffschen Studienplan vorgesehen, und wiederum nach meinem Empfinden etwas knapp). Insbesondere möchte ich die Wichtigkeit eines Mechanikpraktikums betonen. Seltsamerweise wird das messende Praktikum für Physik überall gefordert, während man in der Mechanik sich höchstens darauf beschränkt, im Rahmen der Vorlesung einige Demonstrationsversuche zu bringen. Es ist dies wohl darauf zurückzuführen, daß man bei Messung mechanischer Größen zumeist mit einfachen Meßmethoden und Meßinstrumenten auskommt, während bei sonstigen physikalischen Messungen der Studierende besondere Meßinstrumente eventuell mit komplizierter Handhabung kennen lernen muß. Ich glaube jedoch, daß diese Auffassung eine irrtümliche ist. Mechanische Größen einwandfrei zu messen, ist gar nicht so leicht; es bedarf oft einer Reihe von Überlegungen und nicht selten einer raffinierten Meßtechnik. Es sei nur auf die Schwierigkeiten, welche bei hydrodynamischen und aerodynamischen Messungen auftauchen, hingewiesen, sobald man wirklich scharf definierte und nicht durch irgendwelche Konvention festgesetzte Mittelwerte messen will. Daher kommt die Hilflosigkeit der meisten Ingenieure nnd Physiker, sobald man mechanische Messungen mit größerer Präzision ausführen muß. Außerdem bildet die Auswertung mechanischer Versuche auf Grund der theoretischen Formeln eine nicht zu unterschätzende Verankerung der letzteren im Bewußtsein des Studierenden.

Ich möchte so zusammenfassen: der Geist, der den Mechanikunterricht an den Hochschulen heute belebt, ist für die Ausbildung des technischen Physikers günstig. Seine Interessen und die Interessen der Ingenieurstudierenden lassen sich leicht vereinigen. Andererseits werden die meisten Lehrer der Mechanik, welche in der Ausbildung der großen Massen vielleicht nicht ihre volle Befriedigung finden, es mit Freuden begrüßen, wenn sie Schüler bekommen, die auch den höheren und feineren Problemen der Mechanik Interesse entgegenbringen.

(Eingegangen am 22. April 1921.)

Zur Ausbildung technischer Physiker in Göttingen.

Bericht der Göttinger Vereinigung für angewandte Physik und Mathematik.

Anmerkung. Nachstehender Bericht der Göttinger Vereinigung wurde uns für dies Sonderheft zur Verfügung gestellt. Im Rahmen der Aufsätze dieses Heftes zum Abdruck gebracht, wird er gewiß allseitiges Interesse finden.
Herausgeber und Schriftleiter.

Die zweckmäßige Ausbildung technischer Physiker gehört zu den wichtigen Aufgaben, welche zurzeit eine besondere Beachtung im Betriebe unserer Hochschulen erfordern. In vielen Zweigen der Praxis zeigt sich ein starker Bedarf an technischen Physikern, welche die nötige Schulung besitzen, um individuelle Aufgaben selbständig anfassen zu können. Nicht nur die elektrische und optische Industrie, sondern auch in steigendem Maße Hüttenwerke, chemische Fabriken, schließlich sogar größere klinische Betriebe bedürfen der Mitarbeit wissenschaftlich physikalisch geschulter Persönlichkeiten. Viele wesentliche Fortschritte der Technik in den letzten Jahren sind solcher Mitarbeit zu danken.

Das Entstehen und Aufblühen der jungen Gesellschaft für technische Physik, die schon über 800 Mitglieder zählt, ist ein äußeres Zeichen dafür, wie sich der neue Typus des technischen Physikers im Gesamtrahmen unserer Technik durchsetzt.

Entsprechend der Wichtigkeit des Gegenstandes hat man sich auf der Naturforscherversammlung in Nauheim an verschiedenen Stellen mit der Frage befaßt, wie die Ausbildung der technischen Physiker am zweckmäßigsten zu gestalten sei. Von der Fachgemeinschaft deutscher Physiker ist z. B. eine besondere dreigliedrige Kommission zum Studium der Frage eingesetzt worden.

Während bisher die Ausbildung technischer Physiker wesentlich an Universitäten erfolgte, vertritt Professor Krüger-Danzig (jetzt Greifswald) in einem lesenswerten Aufsatz (Internat. Monatsschrift, Juni 1920) den Standpunkt, daß auch die Technischen Hochschulen sich dieser Ausbildung widmen müßten. Man kann diesen Bestrebungen nur zustimmen. Nicht nur im Hinblick auf die wünschenswerte Vermehrung der Ausbildungsstätten, sondern vor allem, weil die Technische Hochschule

in viel höherem Maße als die Universität die unmittelbare Berührung mit der Praxis pflegen kann, allerdings dafür bestimmte Vorzüge des Universitätsbetriebes aufgeben muß. In jedem Falle würde eine gewisse Konkurrenz günstig wirken.

Unter diesen Umständen hält es die Göttinger Vereinigung für zweckmäßig, ihrerseits mit einer kurzen Darlegung der Ausbildungsmöglichkeiten hervorzutreten, welche die unter ihrer Mitwirkung in Göttingen geschaffenen Einrichtungen bieten. Seit 25 Jahren hat die Vereinigung, dem ursprünglichen Impulse von C. Linde-München folgend, die Ziele angestrebt, welche nunmehr unter dem Namen der technischen Physik allgemein erfaßt werden; trotzdem sie sich durchaus der Grenzen ihrer Leistungen bewußt ist, glaubt sie doch auf Grund der gesammelten Erfahrungen gewisse Anregungen geben zu können, wenn sie darlegt, auf welche Art und mit welchen Mitteln sie auf das gemeinsame Ziel hinarbeitet.

Jedes rationelle Hochschulstudium wird sich naturgemäß in zwei Abschnitte gliedern, eine Zeit der allgemeinen grundlegenden Ausbildung und einen folgenden Zeitabschnitt der spezialisierten Ausgestaltung nach irgendeiner Seite hin mit der Tendenz zu selbständiger Arbeit.

Für den technischen Physiker wird in ersterer Hinsicht als Grundlage eine volle Ausbildung in der allgemeinen Experimentalphysik, vor allem auch nach der praktischen Seite hin, im Mittelpunkte stehen, begleitet von mathematischen und möglichst auch chemischen Studien, wie sie für den künftigen Fachmann unerläßlich sind. Bei der späteren Spezialisierung muß die individuelle Neigung in Verbindung mit den vorhandenen Möglichkeiten den Ausschlag geben.

Für die allgemeine Ausbildung verfügt Göttingen neben dem auch anderweitig üblichen Vorlesungs- und Praktikumsbetrieb über einige von der Göttinger Vereinigung mitbegründete Einrichtungen, unter denen besonders zu nennen wären:

1. Das Institut für angewandte Mathematik
   mit regelmäßigem Elementarunterricht in darstellender Geometrie, graphischer und numerischer Behandlung mathematischer Probleme (Kurse in Differential- und Integralrechnung, analytischer Geometrie und Differentialgleichungen werden zeitweise dem Betriebe des Instituts eingegliedert).
2. Das Institut für angewandte Mechanik
   zur entsprechenden Einführung in die elementare und insbesondere technische Mechanik.
3. Die Mechanikerschule
   mit ausführlichen Kursen in technischen Handfertigkeiten (allen Zweigen der Feinmechanik).

Für das Spezialstudium kommt in dem Institut für angewandte Mechanik neben der Festigkeitslehre vor allem eine Vertiefung in die Fragen der Hydrodynamik und Aerodynamik in Betracht; in Verbindung damit gibt die der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft unterstellte große aerodynamische Versuchsstation Gelegenheit zu umfassenden Arbeiten auf dem letzteren Gebiete.

Sodann ist für das Spezialstudium von besonderer Bedeutung das von der Göttinger Vereinigung gegründete Institut für angewandte Elektrizität. Hier bietet sich Gelegenheit, eine gründliche Beherrschung dieses Zweiges der Physik zu erlangen und in seine verschiedenen Anwendungsgebiete der Starkstrom- wie Schwachstromtechnik einzudringen. Durch die Eingliederung der früheren Radioelektrischen Versuchsanstalt können besonders die Telegraphie und Telephonie mit und ohne Draht, die durch die Fortschritte der Vakuumröhrentechnik in ein neues Stadium getreten sind, von den Studierenden gepflegt werden.

Weiterhin sind in diesem Zusammenhang die Göttinger Einrichtungen für physikalische Chemie zu nennen, die in lebhafter Wechselwirkung mit den physikalischen Instituten arbeiten. Im Hauptinstitut für physikalische Chemie werden vor allem zwei für die Technik wichtige Arbeitsgebiete gepflegt: die Experimentierkunst bei hohen Temperaturen und das Studium der Metalle und ihrer Legierungen. In dem Nebeninstitut für Photochemie finden alle physikalischen Methoden, die bei photographischen und photochemischen Prozessen eine Rolle spielen, ausgiebige Berücksichtigung.

In Verbindung damit muß das Institut für Kolloidchemie genannt werden, dessen Arbeitsgebiet ebenfalls in steigendem Maße technische Bedeutung gewinnt.

Selbstverständlich findet der technische Physiker auch im physikalischen Hauptinstitut, wo alle Zweige der reinen — experimentellen wie theoretischen — Physik (insbesondere Atomphysik und Optik) gepflegt werden, Gelegenheit zu eingehenden Studien.

Von den Hauptgebieten der technischen Physik fehlt uns nach dem Gesagten hauptsächlich die technische Wärmelehre, wie sie Linde mit so großem Erfolge gepflegt hat — man denke an seine Kältemaschine, die Gasverflüssigung, an den in seiner Schule entstandenen Dieselmotor —. Sie wird in der Tat zweckmäßig besser an den technischen Hochschulen getrieben, wo ganz andere Möglichkeiten für Maschinenlaboratorien vorliegen als an einer Universität. Ursprünglich hatte unser

Institut für angewandte Mechanik sich auch dieses Wissenszweiges angenommen; doch erwies es sich aus äußeren Gründen als unmöglich, in den Institutseinrichtungen mit der technischen Entwicklung Schritt zu halten. Ähnliches gilt in bestimmter Richtung für das Institut für angewandte Elektrizität, wo es ebenfalls nicht möglich ist, mit den Starkstromlaboratorien der technischen Hochschulen in Wettbewerb zu treten.

Wir zweifeln nicht, auch ferner innerhalb der durch die Grenzen unserer Leistungsfähigkeit gegebenen Möglichkeiten an den Zukunftsaufgaben der technischen Physik auf unsere Weise zweckmäßig mitwirken zu können. Wir nehmen diese Zuversicht aus dem Umstande, daß viele unserer früheren Studenten in leitende Stellungen der Industrie eingerückt sind, und daß eine große Anzahl als Dozenten an technischen Hochschulen wirkt.

Unsere Aufgabe kann nicht die einer allseitigen allgemeinen Ausbildung für einen technischen Beruf sein; es wird sich vielmehr darum handeln, in einer verhältnismäßig beschränkten Zahl von Einzelpersönlichkeiten schlummernde Fähigkeiten zu erwecken und ihnen die Mittel an die Hand zu geben, die ihnen die Schaffung eines geeigneten Wirkungskreises im Rahmen der Technik ermöglichen.

Bei dieser Gelegenheit möchten wir zum Ausdruck bringen, daß es nach unserer Meinung zweckmäßig wäre, nach dem Muster der technischen Hochschulen auch für die technische Physik an der Universität ein Zwischenexamen einzuschalten. Dieses Examen müßte die einleitenden Studien abschließen und dürfte sich nur auf das eigentliche Hauptfach Physik, gegebenenfalls Mathematik und Chemie erstrecken, damit nicht durch eine Überzahl von Prüfungsgegenständen der Gründlichkeit des Studiums Abbruch getan wird. Durchführbar wäre ein solcher Gedanke natürlich nur im Zusammenwirken aller deutschen Universitäten und auch nur dann, wenn das Vorexamen von sämtlichen Studierenden der Mathematik und Physik verlangt werden könnte. In der Tat wird man im allgemeinen nicht erwarten können, daß der Studierende schon zu Beginn seines Studiums sich endgültig für die technische Physik entschieden hat; im Gegenteil ist es zu wünschen, daß er sich die Zukunftsmöglichkeiten bis zu einem späteren Zeitpunkt seines Studiums offen hält.

Als weiterer Wunsch wäre noch eine größere Freizügigkeit zwischen Universitäten und technischen Hochschulen zu erwähnen.

(Eingegangen am 3. April 1921.)

Die Technische Physik als Grundlage für Studium und Wissenschaft der Ingenieure.

Von W. Hort.

1. Alle Entwicklungsgänge zu menschlicher Kultur pflegen von Schlagworten begleitet zu werden, die sich oft mehr durch Kürze als durch umfassende Inhaltsbestimmung auszeichnen. Aber je öfter sie angewendet werden, desto mehr nehmen sie den Geltungswert gangbarer Münzen an, die willig umlaufen und bei deren Verausgabung man sich wenig zu denken braucht.

Die Wertung der technischen Wissenschaft zeigt, für die heute Lebenden geschichtlich noch überblickbar, bereits Entwicklungszüge, die teilweise völlig gegenläufiger Natur sind.

„Theorie und Praxis" lautete vor 25 Jahren und später das Stichwort heftiger, manchmal nicht ausgekämpfter Schlachten; „Hochschulreform" schallt seit 5 Jahren immer mehr verstärkt das Thema zahlreicher Versammlungen und umfänglicher Publikationen.

Das Feldgeschrei, welches in den neunziger Jahren die Vertreter der Technik und der Mathematik gegeneinander auf den Plan brachte, ist im Grunde schon beinahe 2000 Jahre alt. Bereits Vitruv warnte besorgt vor der Charybdis der Theorie und der Szylla der bloßen Erfahrung; ein praktischer Römer, dem Sachlichkeit das oberste Gesetz war.

So praktisch blieb die Auffassung vom Wesen der technischen Disziplinen durch alle die Jahrhunderte bis auf unsere Zeit. Nur äußerst selten findet sich in der Literatur der Versuch, in diesen Disziplinen den gemeinsamen Charakter einer Wissenschaft zu erblicken und damit ihre Bedeutung über die naheliegendsten, unmittelbaren Zwecke des praktischen Lebens hinauszuheben. Am umfassendsten und mit bemerkenswertem Erfolg hat in neuerer Zeit F. Klein solche Gedankenrichtungen vertreten, die in den von ihm ins Leben gerufenen Göttinger Instituten der angewandten Naturwissenschaften ihre Auswirkung finden. Jedoch das große Gebiet des technischen Hochschulwesens blieb von solchen Auffassungen zunächst unberührt.

So ist denn der Kampf um Theorie und Praxis (mit A. Riedler in Front) wesentlich zugunsten der letzteren entschieden worden. Der unterliegende Teil, die Mathematiker, blies, nach einigen ehrenvoll bestandenen Teilgefechten, zum Rückzug, um zu gelegenerer Zeit zu neuem Vorstoß mit geänderter Zielrichtung auszuholen, wie die Rektoratsrede von E. Jahnke (1919)[1]) beweist.

Aber der Sieg der Praxis war nur ein Augen-

[1]) Die Mathematik als Grundlage der Technik, Dinglers Polyt. Journ. 100 (1919), Heft 15.



blickserfolg, der unzulängliche Zustände nur kurze Zeit noch verdecken konnte.

Denn schon seit längerem war eine viel allgemeinere Frage akut, nämlich die Wertung der Technik und ihrer Jünger in den Dingen des öffentlichen Lebens und der Politik.

Diese Frage kam bereits Ende der achtziger Jahre in Deutschland in den Gesichtskreis der Ingenieure; sie hat sich in neuerer Zeit, unter der Führung des Vereins deutscher Ingenieure, zu einer Reihe von Forderungen erweitert, die auf die Verwendung von „Technikern" nicht nur in den höheren Verwaltungsstellen des Staates und der Gemeinwesen, sondern auch im Konsulatsdienst und in der Diplomatie hinauslaufen.

Von Anfang an hat sich dies umfassende Programm naturgemäß in Kampfstellung gegen das „Juristenmonopol" befinden müssen, das eine außerordentliche Widerstandskraft gegen alle Angriffe der „Techniker" bewies. Aber auch mit der allgemeinen Anerkennung des Ingenieurs im öffentlichen Leben kam man nur langsam vorwärts, obwohl alle Welt willig die „Errungenschaften" der Technik bestaunte und noch lieber genoß.

Vermutlich unter dem Eindruck dieser Mißerfolge wandten sich die Führer der Ingenieurschaft zu eingehenden Betrachtungen über das Wesen und die Erzeugung technischer Bildung, zur Kritik der technischen Hochschulen, wohl erkennend, daß die allgemeine Bevorzugung und höhere Wertung der übrigen akademischen Berufe mit dem Wesen der Quellen, aus denen diese fließen, den Universitäten, zusammenhängen müsse.

So hat sich denn von 1911 an der Deutsche Ausschuß für das technische Unterrichtswesen sehr eingehend mit den Fragen der Hochschulreform beschäftigt. Seine Arbeiten sind in den Bänden IV und V seiner Abhandlungen und Berichte enthalten, denen sich ein langes, bis auf den heutigen Tag noch wachsendes Verzeichnis mannigfaltigst gerichteter sonstiger Publikationen anschließt.

Gewissermaßen eine Zusammenschweißung dieser, wie man sich denken kann, äußerst vielseitigen, oft sich gegenseitig ausschließenden Vorschläge und Anregungen bietet die Berufung von A. Aumund in das preußische Kultusministerium, zur Bearbeitung der Hochschulfragen, und die Herausgabe einer Denkschrift durch ihn, die in der Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure zum Teil abgedruckt (1920) und inhaltsweise in den Mitteilungen des Reichsbundes deutscher Technik, Nr. 7 vom 12. Februar 1921 zusammengefaßt ist.

Die Reformziele, um die es sich handelt, sind weniger intensiv, wie extensiv. Einerseits soll die spezialistische Fachbeschränkung des Hochschulunterrichts einer universalen Erfassung der Geamttechnik weichen, andererseits soll die Sphäre der technischen Hochschulen durch Einbeziehung der Handels- und Landwirtschaftshochschulen erweitert werden, so daß Universitäten für Technik und Wirtschaft erstehen.

Durch solche universale Aufgabenerfassung soll der Student der neuen Universitäten der Technik und Wirtschaft gleich dem Scholaren der alten Universitäten der Geisteswissenschaften nicht nur die Schulung für den künftigen Beruf, sondern auch die Führereigenschaften erhalten, deren Besitz den gewordenen Ingenieur in der Öffentlichkeit, in Verwaltung und Politik Schulter an Schulter mit den Juristen und übrigen Akademikern bringt, zur Vereinheitlichung nicht nur von Wissenschaft und Bildung, sondern auch des ganzen gesellschaftlichen Aufbaues des Volkes.

2. Merkwürdigerweise ist an diesem ganzen Werden und Planen, das allerdings vorläufig nur auf dem Papier steht, eine wesentliche Hochschulfachwissenschaft so gut wie völlig fern geblieben (während alle übrigen sich durch zahlreiche Beiträge daran beteiligt haben), das ist die Physik.

Schon in den technisch-wissenschaftlichen Avantgardengefechten der neunziger Jahre, die dem neuen Werden vorausgingen, hat die Physik der Hochschulen es den Mathematikern überlassen, allein auf seiten der „Theorie" gegen die „Praxis" zu kämpfen. Ein böser Mensch hat einmal behauptet, sie habe sich deshalb neutral verhalten, weil sie weder Theorie noch Praxis sei. Dieser böse Mensch mag zugleich ein schlimmer Witzbold sein; aber wenn man ihn heute wieder fragen würde, so würde er vielleicht erklären, daß tatsächlich fast alle wesentlichen [1]) physikalischen Fortschritte in Deutschland an den Universitäten erzielt wurden, während diejenigen, die Bedeutendes leisteten, ohne an Universitäten zu wirken, sich oft auch nicht auf Hochschulen befanden, sondern in Wolfenbüttel oder anderswo. Woraus zu lernen ist, daß es nicht auf die Länge der Kupferdrähte oder die Farbe der Batteriekästen ankommt, um erfolgreich zu experimentieren.

Man soll aber auf Grund solcher Feststellungen an der Hochschulphysik keine Kritik üben, weil sie an der Weiterbildung der Wissenschaft weniger beteiligt sei als die Universitätsphysik. Denn sie war ja bisher, da ihr das Promotionsrecht und damit die Möglichkeit der Schülerausbildung fehlte, an der Durchführung eigener Forschungsarbeit wesentlich behindert; ihre Hauptobliegenheit war bisher eine pädagogische; die physikalische Ausbildung, jahraus jahrein, der vielen Tausende von Ingenieuren, die unsere Hochschulen verlassen, in überfüllten Vorlesungen und überlaufenen Übungen,

[1]) Als eine der wenigen Ausnahmen mag Heinrich Hertz gelten, der 1887 bis 1888 als Ordinarius in Karlsruhe seine glänzenden Forschungen durchführte, die der elektromagnetischen Lichttheorie zum Siege verhalfen.



ist ihr Werk und nimmt auch heute ihre Kräfte fast vollauf in Anspruch.

Trotz dieser tatsächlich engen Verknüpfung mit der Ingenieurwissenschaft hat die Physik bisher dem Meinungsaustausch über die Hochschulreform ferngestanden, eine Zurückhaltung, die geschichtlich keineswegs begründet erscheint.

Geschichtliche Betrachtungen sind meistens lohnend, weshalb es mir gestattet sei, dem Leser Herrn Dr. Christoph Bernoulli, Professor in Basel, vorzustellen, der 1834/35 ein Elementarisches Handbuch der industriellen Physik schrieb, gedruckt in Stuttgart bei Cotta.

In der Vorrede zu diesem, für unsere Begriffe allerdings sehr „elementarischen" Handbuch steht folgendes zu lesen:

„Für jeden Techniker ist das Studium der Physik und Mechanik ein erstes und wesentliches Bedürfnis. Dieses wird auch immer mehr und allgemeiner anerkannt. Man sieht ein, daß jede Kunst auf gewissen Prinzipien beruht, und daß jene Wissenschaften hauptsächlich die Grundkenntnisse für alle technischen Gewerbe mitteilen. Man sieht ein, daß ohne solche Einsichten alle technischen Arbeiten mehr oder weniger unsicher bleiben und jede Vervollkommnung derselben fast unmöglich werde. Man bezweifelt nicht, daß auch die, welche tüchtig und geschickt ohne diese Studien geworden sind, ungleich schnellere und noch weitere Fortschritte gemacht haben würden, wenn sie außer ihren glücklichen Anlagen noch wissenschaftliche Kenntnisse besessen hätten. Das Vorurteil, Theorie und Praxis ständen in einem gewissen Widerspruch miteinander, weicht allmählich der richtigen Meinung, daß beide einander ergänzen müssen und keine für sich ausreiche."

Heute, nach 85 Jahren, stehen wir auf demselben Punkte wie der Nachfahre des berühmten Daniel Bernoulli.

Auch in Frankreich erfuhr um dieselbe Zeit (1835) die Bedeutung der Physik für die Industrie ähnliche Wertung wie in dem Buche des Baseler Professors, wofür der „Traité de Physique, appliquée aux Arts et Métiers" von M. J. J. V. Guilloud ein Beweis ist. Seitdem blieben die Bezeichnungen Physique industrielle oder Physique appliquée in Frankreich dauernd in Anwendung, wie zahlreiche entsprechende Büchertitel beweisen. Die Inhaltsbestimmung verschob sich allerdings vielfach, indem die Elektrizitätslehre und Mechanik abgetrennt wurden, so daß z. B. der Traité de physique industrielle von L. Ser (1878) lediglich die technische Wärmelehre umfaßte: Thermodynamik, Heizung, Lüftung, Verbrennung.

Auch in Deutschland wich die umfassende Behandlung der industriellen Physik, wie wir sie bei Chr. Bernoulli finden, im Laufe der Zeit einer fortschreitenden Spezialisierung nach technischer Mechanik (Ritter, Föppl), technischer Thermodynamik (Zeuner), theoretischer Maschinenlehre (Redtenbacher, Grashof) und (von etwa 1870 an) Elektrotechnik (die ersten brauchbaren Bücher sind allerdings englischen Ursprungs). Erst H. Lorenz stellt dann mit seinem Lehrbuch wieder das Ideal der umfassenden „technischen Physik" auf (1902) (Mechanik, Elastizität und Festigkeit, Hydrodynamik, Wärmelehre, Elektrizität und Optik, von denen allerdings die beiden letzten Bände noch nicht erschienen sind).

Diese umfassende Betrachtungsweise ist durch die geschichtliche Entwicklung völlig gerechtfertigt. Denn die ganz Großen, wie Newton, Euler, Gauss, Helmholtz, Maxwell, Rankine, William Thomson waren durchaus universell auch in dem Sinne, daß sie auch in der technischen Anwendung Bedeutendes leisteten, obwohl sie an sich reine Forscher waren. Von den reinen Industriellen ist am umfassendsten gerichtet wohl Werner Siemens, von dem eine große Anzahl Aufsätze (23) sich auf mechanische, hydrodynamische, meteorologische, thermodynamische, optische, geophysikalische Fragen beziehen.

Ging so der Gedanke einer universalen technischen Physik, wie er uns bei Chr. Bernoulli und M. Guilloud entgegentritt, zunächst wieder verloren, so blieben doch wenigstens die Einzelzweige sich ihres technisch-physikalischen Charakters stets bewußt, indem sie die Quelle ihrer Entwicklung vorzugsweise im technischen Experiment suchten. Zwar blieb das Großexperiment mit ganzen Maschinen, welches uns heute völlig geläufig ist, zunächst noch unbekannt, aber zahlreiche Einzeluntersuchungen auf jedem der Zweiggebiete geben Zeugnis von dem physikalischen Charakter der Technik jener Zeit. Zum Belege erinnere ich nur aus der allgemeinen Mechanik an die großangelegten Reibungsversuche Morins (1831 bis 1838), an die Strömungs- und Ausflußexperimente der Hydrauliker Weisbach (1840), Darcy (1858), Bazin (1865) und anderer. Für die technische Thermodynamik grundlegend wurde Regnaults „Relation des expériences pour déterminer les principales lois et les données numériques qui entrent dans le calcul des machines à vapeur" (1847 bis 1870). Äußerst zahlreich sind schließlich die Untersuchungen über die Festigkeitseigenschaften der Baustoffe, namentlich des Eisens. Hier sind in Deutschland unter anderen Weishaupt (1852) und Wöhler (1858) zu nennen, in England Barlow (1835), Hodgkinson (1837), Fairbairn (1858).

Die übrigen Zweige der technischen Physik, die schon bei Bernoulli und Guilloud im Gesamtrahmen Behandlung finden, die Optik und die Elektrizitätslehre treten damals sowohl in der

industriellen Anwendung wie in der Literatur neben den Schwesterdisziplinen noch zurück.

Immerhin fällt in jene Zeit die Ausbildung der rationellen technischen Optik (auf den Grundlagen von Euler und Gauss) durch Fraunhofer, Petzval, Seidel, Abbe, um nur die wichtigsten Autoren zu nennen.

Die technische Elektrizitätslehre war im Vergleich mit der Optik in dem betrachteten Zeitraum eine sehr junge Wissenschaft. Zwar lagen bereits die Keime der späteren gewaltigen Entwicklung vor in der magnetelektrischen Maschine (Pixii 1832), in der Telegraphie (Gauss-Weber 1833) und Galvanoplastik (Jakobi 1837), aber die wissenschaftliche Weiterführung dieser Erfindungsgedanken zur umfassenden technischen Anwendung ließ noch auf sich warten. 1867 gaben Werner Siemens und Wheatstone das dynamoelektrische Prinzip an, aber die erste brauchbare Dynamomaschinentheorie brachte erst 1880 O. Frölich.

3. Man kann den Entwicklungszeitraum bis etwa 1870 kennzeichnen als eine Periode der mehr zufälligen oder privaten Forschungstätigkeit auf technisch-physikalischem Gebiete. Die Staatsregierungen hatten den Nutzen noch nicht erkannt, den die öffentliche Förderung technischer Versuchstätigkeit für das Staatsganze und das Volkswohl bringen muß.

So gab es denn bis zum Jahre 1865, abgesehen von den physikalischen Instituten der damals bestehenden polytechnischen Schulen in Deutschland nur drei Anstalten, die sich technisch-physikalischen Untersuchungen widmeten.

Sie seien im folgenden nach der Reihenfolge ihrer Gründung aufgezählt:

1824 Physikalisches Institut zu Frankfurt.
1848 Maschinenlaboratorium der Landwirtschaftlichen Akademie zu Poppelsdorf.
1855 Mechanisch-technologisches Institut am Polytechnikum zu Dresden.

Es ist möglich, daß auch die mechanisch technologischen Institute einiger anderer Hochschulen auf die Zeit vor 1865 zurückgehen; ich kann dies im Augenblick, wo ich diesen Aufsatz schreibe, nicht einfach feststellen; die Gesamtzahl wird sich keinesfalls wesentlich erhöhen.

Von 1865 an aber tritt eine bemerkenswerte Wendung des technischen Entwicklungsgangs ein: Mehr und mehr gewinnt das wissenschaftliche (theoretische und experimentelle) Verfahren Raum gegenüber der uns heute fast unverständlichen reinen Empirie. Diese Wendung wird besonders deutlich, wenn man etwa Max Eyth liest, der übrigens, wie nicht verschwiegen werden soll, trotz großer, „empirisch" errungener Erfolge bereits Ende der fünfziger Jahre die Verwissenschaftlichung der Technik vorausgeahnt hat.

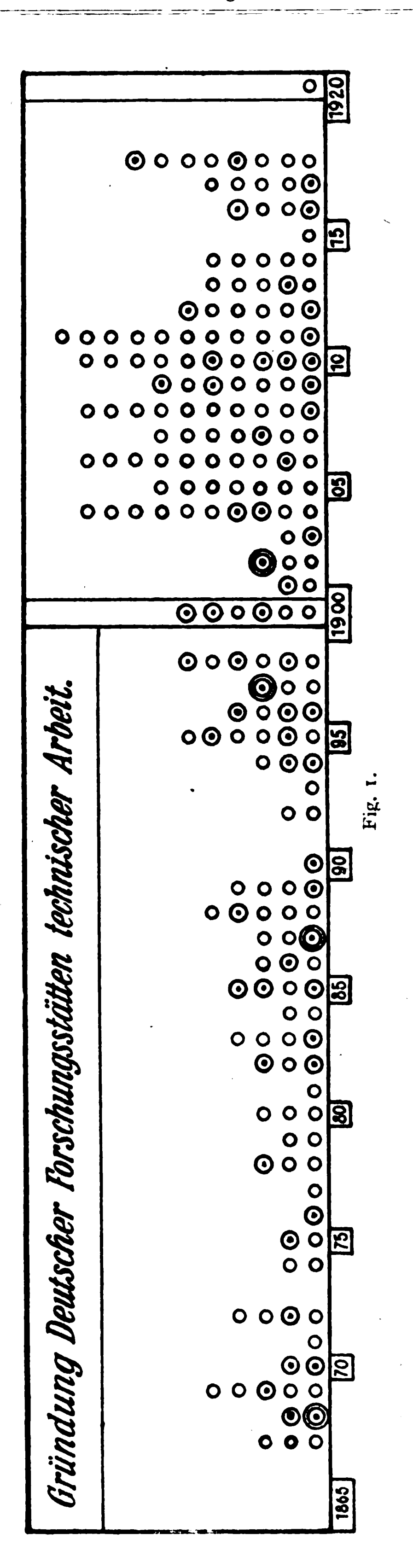


Fig. 1.

Von dem Verlauf dieses Wandlungsprozesses kann man sich leicht ein anschauliches Bild machen, wenn man graphisch von 1865 an die Gründung wissenschaftlicher technischer Forschungsstätten verfolgt. In der Figur 1 sind die in jedem Jahre gegründeten Anstalten durch die gleiche Anzahl von Kreisen deutlich gemacht[1]), wobei alle Institute berücksichtigt wurden, die in bemerkenswerter Weise technisch-physikalische Forschungszwecke verfolgen oder sich technisch-physikalischer Methoden bedienen. Aufgenommen sind u. a. alle physikalischen Institute an den technischen Hochschulen, (die jedesmal bei dem Jahre erscheinen, bei dem sie die letzte umfangreiche Erneuerung und Erweiterung erfuhren), alle Laboratorien der Maschinen-, Elektro-, Bau-, Schiffs- und Bergtechnik, alle mechanischen und technologischen Prüfungs- und Untersuchungsanstalten (auch solche des Instrumenteprüfungswesens); nicht berücksichtigt sind die rein chemischen Institute, während die physikalisch-chemischen und die metallurgischen mitgezählt wurden. Dabei bedeuten zwei Kreise mit Punkt solche Anstalten, die sich ausdrücklich als technisch-physikalische bezeichnen (oder sich früher so nannten), das sind die betreffenden Institute in Göttingen und München, sowie die Physikalisch-Technische Reichsanstalt; auch die Reichsanstalt für Maß und Gewicht erscheint hier, ihres umfassenden technischen Charakters wegen. Durch einen Kreis mit einem Punkt sind alle entweder durch Universalität oder durch Bedeutung ausgezeichneten Anstalten hervorgehoben, vor allem die physikalischen Institute der Hochschulen, die Maschinenlaboratorien, Materialprüfungsanstalten usw. Einen Kreis erhielten alle kleineren oder nur spezielle Zwecke verfolgenden Stätten.

Charakteristisch an dem Schaubild ist zweierlei. Zunächst das auffällige Schritthalten der Institutsgründungen mit dem wirtschaftlich-technischen Aufschwung Deutschlands und ihr Abstieg infolge der Kriegskatastrophe; dann die zunehmende Spezialisierung von etwa 1905 an. Vor diesem Zeitpunkt (während 40 Jahren) wurden 41 allgemeine und 64 spezielle Institute gegründet; nach diesem in 15 Jahren 20 allgemeine und 88 spezielle.

Von diesen 213 deutschen Forschungsstätten technischer Arbeit tragen nun 115 spezifisch maschinenbaulichen, elektrotechnischen, schiffstechnischen, bergbaulichen (Versuchsanstalten zur Bekämpfung der Unfälle im Bergwesen), bautechnischen oder mechanisch-technologischen Charakter. Die übrigen 98 umfassen die eigentlichen physikalischen, elektrochemischen, physikalisch-chemischen, photochemischen, radiologischen Institute sowie die zahlreichen staatlichen oder privaten Ämter des technischen Instrumenten-Prüfungswesens.

Die Arbeitsprogramme, die bei fast jeder der Anstalten in dem oben zitierten Buche abgedruckt sind, lassen erkennen, inwieweit das gesamte technische Forschungswesen sich heute physikalischer Methoden bedient, jener schärferen Beobachtungs- und Schlußverfahren, die in neuerer Zeit ausgebildet worden sind. Als äußerst konzentrierten Niederschlag dieser kann man wohl das bekannte Handbuch von **Kohlrausch** betrachten, welches heute in etwa 45000 Exemplaren verbreitet ist und zu den ständig gebrauchten Hilfsmitteln auch der Ingenieurlaboratorien gehört.[1])

4. Haben wir so die Durchdringung der technischen Wissenschaft, namentlich in neuerer Zeit, mit physikalischen Methoden und Betrachtungsweisen erwiesen, so geziemt es nun, zu erforschen, inwieweit der Hochschulunterricht der Ingenieure bisher dem Rechnung getragen hat.

An den deutschen technischen Hochschulen bestanden bis etwa zur Wende des 19. Jahrhunderts Vorlesungen über „Theoretische Maschinenlehre", die man heute in den meisten Hochschulprogrammen nicht mehr findet.

Diese Vorlesungen wurden zu ziemlich verschiedenen Zeiten abgeschafft; so bestanden sie z. B. in Braunschweig bis 1891, in Aachen bis 1906. Ihr Inhalt ist z. T. in den besonderen Konstruktionsvorlesungen, z. T. im Lehrstoff der Maschinenlaboratorien, z. T. in den Vorlesungen über technische Mechanik und Thermodynamik aufgegangen.

Damit ist ein Unterrichtsfach dem Zwange der Spezialisierung zum Opfer gefallen, das früher im Hochschulstudium der Maschineningenieure einen breiten Raum einnahm und dem drei hervorragende Ingenieure und technische Lehrer der älteren Zeit, **Redtenbacher**, **Weisbach** und **Grashof** berühmte und vielbenutzte Lehrbücher gewidmet haben.

Nach dem Verschwinden der „Theoretischen Maschinenlehre" blieb die technische Mechanik mit der Thermodynamik als theoretisches Unterrichtsgebiet allein übrig und befestigte und erweiterte ihre Stellung durch Aufnahme einzelner Stoffe des abgetanen Faches. Sie erfuhr dadurch und durch die starke Vermehrung des Wissensstoffes im Laufe der Zeit eine solche Abrundung, daß man sie heute gern in drei Abteilungen spaltet: die eigentliche technische Mechanik (starrer Körper), die Hydrodynamik und die Elastizitäts- und

[1]) An Hand des sehr beachtenswerten vom Verein deutscher Ingenieure 1919 herausgegebenen Buches: Deutsche Forschungsstätten technischer Arbeit.

[1]) Wie das physikalische Meßwesen insonderheit maschinentechnische Anwendung findet, erhellt aus A. **Gramberg**, Technische Messungen, 4. Aufl. J. Springer. 1914.



Festigkeitslehre, zu denen sich noch die Thermodynamik gesellt.

Es handelt sich hiernach um ein technisches Unterrichtsgebiet, das dem Gebiete der Physik durchaus gleichgeartet ist, und für das von neueren Autoren (z. B. H. Lorenz) eine dementsprechende Bezeichnung, nämlich „Technische Physik" angenommen ist.

Wie schon oben angedeutet, hat die Wissenschaft der technischen Physik etwa seit dem Verschwinden der theoretischen Maschinenlehre eine kräftige Entwicklung durchgemacht, die gekennzeichnet werden kann als:

a) Sicherstellung der experimentellen Grundlagen und Ausbildung des Meßwesens,
b) vertiefte Untersuchung der eigentlichen technischen Prozesse mit Rücksicht auf die gleichzeitige Wirkung der verschiedenen physikalischen Komponenten,
c) Ausbildung schärferer theoretischer Methoden.

Um nun zu ergründen, wie die heutige Einrichtung des Hochschulunterrichts und des Prüfungswesens das einheitlich erscheinende Unterrichtsgebiet der technischen Physik behandelt, sei auf die Facheinteilung des Maschineningenieurstudiums vor dem Vorexamen etwas näher eingegangen.

Die Prüfungsvorschriften benennen acht Fächer für die Vorprüfung:

a) Mechanik,
b) Physik (mit Chemie),
c) höhere Mathematik,
d) darstellende Geometrie und graphische Statik,
e) Maschinenelemente,
f) mechanische Technologie,
g) Grundlagen der Volkswirtschaftslehre,
h) Grundlagen der Elektrotechnik.

Hier erscheinen Mechanik, Physik und Grundlagen der Elektrotechnik als diejenigen Gebiete, die ihre Wurzel in der Wissenschaft der technischen Physik haben. Aber auch die mechanische Technologie hat zu einem wesentlichen Teile technischphysikalischen bzw. chemischphysikalischen Charakter, wie z. B. die Arbeiten von E. Heyn oder O. Bauer beweisen. Es liegt deshalb nahe, die physikalischen Teile der Technologie aus der Stoffkunde, Wärmelehre, Metallurgie und Metallographie, Festigkeitslehre (Formänderungsprozesse wie Walzen, Ziehen, Drücken) abzutrennen und den entsprechenden Gebieten der technischen Physik zuzuteilen. Was dann noch in der Technologie übrig bleibt, sind die Prozesse der Bearbeitung, soweit sie an der Form der Gegenstände haften. Diese gehören somit in die Lehre vom Gestalten, d. h. in das Fach der Maschinenelemente. In diesem lernt der junge Studierende heute technische Gedankengänge körperlich auszudrücken unter Anwendung seiner Kenntnisse auf den technisch-physikalischen Gebieten. Er sollte hier aber auch lernen, das körperlich Ausgedrückte durch Analyse des Herstellungsprozesses in die Wirklichkeit umzusetzen. Man verknüpfe also das Entwerfen der Maschinenorgane mit ihrer Herstellung, womit man eine wesentliche Vertiefung der Gestaltungslehre im Sinne der Betriebsanforderungen und der Preisbildungsfragen gewinnen würde.

Die mechanische Technologie würde dann als selbständiges Wissenschaftsgebiet verschwinden, ein Vorgang, der nicht neu wäre angesichts des Umstandes, daß die theoretische Maschinenlehre seinerzeit verschwunden ist. Und dies Verschwinden würde nicht in Richtung einer Spezialisierung wirken, sondern im Gegenteil in Richtung einer Verbreiterung und Abrundung der technisch-physikalischen Wissenschaft, sowie der Disziplin vom Entwerfen und Herstellen der Maschinenorgane.

Das gleiche Schicksal müßte den Grundlagen der Elektrotechnik widerfahren. Es ist nicht einzusehen, warum der junge Student Elektrizitätslehre zweimal lernen soll. Denn Grundlagen der Elektrotechnik können nichts anderes bieten als ein gründlicher Unterricht in der technischen Elektrizitätslehre, den man in einer allgemeinen physikalischen Vorlesung an den technischen Hochschulen finden sollte.

5. Reden wir so einer Verbreiterung und Abrundung des physikalischen Unterrichts der Ingenieure das Wort, so empfiehlt es sich wohl, noch etwas genauer auf das Wesen der Wissenschaftlichkeit in der Technik einzugehen.

Technik und Physik sind beide Experimentalwissenschaften; sie unterscheiden sich aber in ihrer Stellung zum Experiment bei der Frage nach dessen Benutzung wesentlich.

Die Physik betrachtet das Experiment als Selbstzweck und erblickt in einem Versuch, der ein anderes als das erwartete Ergebnis liefert, im allgemeinen keinen Mißerfolg.

Die Technik, die den Zwecken der Ökonomie dient, muß eine neue Maschine, die den Erwartungen nicht entspricht, als Fehlschlag betrachten. So kommt es, daß in einer allerdings verflossenen Zeit der technischen Entwicklung das technische Experimentieren wenigen großen Unternehmungen vorbehalten blieb und im allgemeinen mehr als notwendiges Übel betrachtet wurde. Wohl hat es stets weitblickende Ingenieure gegeben, die diesen Standpunkt nicht teilten; der Grundsatz bewußten und gewollten Experimentierens, der, wenn nötig die Kosten einer ganzen Reihe von Versuchen auf das Unkostenkonto schlägt, hat erst neuerdings bei den Untersuchungen der Industrie und — was besonders wichtig ist — auf den technischen Unterrichtsanstalten allgemeinen Eingang gefunden.

Wir brauchen nur auf die Ingenieurlaboratorien der Hoch- und Mittelschulen, auf die privaten Studiengesellschaften und die staatlichen Untersuchungsanstalten hinzuweisen, um deutlich zu machen, welche Entwicklung die Technik als Experimentalwissenschaft in den letzten Jahren genommen hat.

Sie nähert sich damit dem Standpunkt der Physik, denn oft genug werden kostspielige technische Versuche angestellt oder weitergeführt, auch wenn sie kein praktisches positives Ergebnis liefern, um die Gewißheit zu haben, ob und warum eine bestimmte Entwicklungsrichtung unwirtschaftlich oder überhaupt ungangbar ist.

Ein Besonderes aber ist der heutigen experimentierenden Technik eigen und bildet sich immer weiter aus: Das sind die stetig fortgesetzten Messungen bei den technischen Betriebsvorgängen. Vom Manometer, vom Strom- und Spannungsmesser ist man zum Wasser-, Luft-, Gas-, Dampfverbrauchsmesser gekommen, wir haben Temperatur-, Geschwindigkeits-, Zug- und Leistungszeiger eingeführt.

Im Zusammenhange hiermit ist die eigentliche Meßtechnik weit entwickelt worden, sie bedient sich in steigendem Maße aller Meßverfahren, die die Physik für ihre mehr idealen als praktischen Zwecke seit langem mit größter Schärfe ausgebildet hatte.

Auf Grund dieser Ausführungen entschließen wir uns, den ganzen für den Ingenieur in Frage kommenden physikalisch-chemischen Unterrichtsstoff in zwei Teile anzuordnen.

a) Experimentelle Grundlegung der technischen Physik; technische Meßverfahren.
b) Physik der technischen Prozesse.

Hierzu käme noch, zur Vervollständigung des exakt-wissenschaftlichen Teiles der Ingenieurausbildung, der mathematische Unterrichtsstoff, von dessen Analyse und Neueinteilung wir heute absehen. Nur im Gesamtrahmen der Ausbildung werden wir unten kurz darauf zurückkommen.

So bietet sich von selbst die Einteilung der technischen Physik in einen einleitenden und einen höheren Kursus dar, für deren Gestalt im folgenden die leitenden Grundsätze entwickelt werden mögen.

6. Die Einleitung in die technische oder Ingenieurphysik umfaßt die Grundlegung der physikalischen Lehren und ihre Anwendung zur Ausführung der technisch-physikalischen Messungen.

In dieser Stoffgruppe werden die physikalischen Erscheinungen dem Studierenden durch Anstellung zahlreicher Versuche deutlich gemacht. Soweit zweckmäßig und unumgänglich nötig, werden hierbei physikalische Apparate derjenigen Ausgestaltung benutzt, die heute das Requisit physikalischer Experimentalvorlesungen bilden; dies würde namentlich in den optischen und elektrischen Teilen des Unterrichtsstoffes der Fall sein.

Daneben sind aber namentlich in den mechanischen und wärmetechnischen Unterrichtszweigen von Anfang an Unterrichtsapparate und Modelle mehr technischer Natur zu bevorzugen, die geeignet sind, den Stoff der technischen Physik anschaulich, in einem gewissen, nicht zu kleinen Maßstabe vorzuführen, und welche dem Studierenden die Ausführung eigener Messungen gestatten.[1])

Einen breiten Teil des Unterrichts würden die technischen Meßinstrumente, ihr Gebrauch und die genaue quantitative Erörterung ihrer baulichen Einrichtungen einzunehmen haben. Hierbei muß auch die Fähigkeit ausgebildet werden, die verschiedenen Instrumente hinsichtlich ihrer Leistungsfähigkeit und Eignung für bestimmte Zwecke zu beurteilen.

Der Unterricht hätte sich in Vorlesungen und Übungsstunden zu gliedern.

Die eigentlichen Vorlesungsstunden sind knapp zu bemessen und nur zu den Vorführungsversuchen und zur Mitteilung der hauptsächlichsten Tatsachen zu benutzen.

Der Schwerpunkt des Unterrichts hat in den Übungen zu liegen. Hier haben die Studierenden unter sachgemäßer Anleitung durch eigene Wiederholung und Variation der Vorlesungsversuche sich den dargebotenen Stoff vertieft anzueignen. Ferner haben sie sich in der Anstellung von Messungen zu üben, deren Ergebnisse je nach dem Zweck tabellarisch oder graphisch aufzutragen und auszuwerten sind.

Schließlich sind von Zeit zu Zeit seminaristische Übungsstunden zu veranstalten, in denen die Studierenden über geeignete Teile des vorangegangenen Unterrichtsstoffes zusammengefaßte Darstellungen, die zu Hause ausgearbeitet sind, vorzutragen haben. Hierdurch sollen die Studierenden sich gewöhnen, das Gelernte für andere verständlich zu reproduzieren.

Die Gliederung des Unterrichtsstoffes sollte im allgemeinen nach den bekannten Erscheinungsklassen der Physik vorgenommen werden:

Mechanik	Hydrodynamik	Optik
Elastizität und	Wärmelehre	Akustik
Festigkeit	Elektrizitätslehre	Physik.Chemie (Metallphysik).

Unbedingt notwendig ist aber, möglichst frühzeitig diese Erscheinungsklassen miteinander zu verbinden, unter Hervorhebung der allgemeinen, gemeinsamen Charaktereigenschaften der Erschei-

[1]) Vgl. E. Meyer, Die Verwendung von Modellen zur Veranschaulichung wichtiger Sätze der technischen Mechanik im Hochschulunterricht für Maschineningenieure, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. 1909, 1399; sowie W. E. Pauli, Quantitative Vorlesungsversuche, Zeitschr. f. techn. Physik 1 (1920) 237 und 271.

nungen. Zu solchen gemeinsamen Merkmalen kommt man, wenn man sich überlegt, daß die Physik statt nach Erscheinungsklassen geordnet werden könnte nach allgemeinen physikalischen Begriffen, etwa:

Physik der Energieformen, Kräfte, Strömungen, Schwingungen, stabilen Vorgänge, konservativen Vorgänge, dissipativen Vorgänge, Stoßvorgänge, denen sich vielleicht einige weitere Gesichtspunkte anfügen ließen.

Durch solche Zusammenfassung und Durchdringung der Einzelerscheinungen wird schließlich ein starkes System seitlicher und rückwirkender Verfestigung für die ganze technische Physik gewonnen, auf dem sich der übrige Ingenieurunterricht mit Sicherheit aufbauen kann.

Das so gekennzeichnete Stoffgebiet würde Gegenstand eines dreijährigen Kursus sein, der mit dem ersten Semester mit wöchentlich 8—10 Stunden beginnt und im sechsten Semester mit wöchentlich 2—4 Stunden aufhört.

7. Der Einführung in die Ingenieurphysik steht jenes verwickeltere höhere Stoffgebiet gegenüber, welches sich mit den physikalischen Vorgängen in den Maschinen und Bauwerken zu befassen hat. Auch gehören hierher alle diejenigen schwierigeren Gebiete der allgemeinen Physik, die bis zu einer technischen Anwendung sich noch nicht entwickelt haben.

Naturgemäß hat die Behandlung dieses Gebietes anzuknüpfen an die grundlegenden Lehren der Einführung und diese zu erweitern und zu vertiefen durch die Anwendung auf die zahlreichen Fragen, die die neuere Entwicklung des Maschinenbaues und der Bautechnik der Naturwissenschaft gestellt hat.

Bei dieser Behandlung hat zunächst der konkrete Fall, der Einzelprozeß, voranzustehen, nach dessen experimenteller Untersuchung jeweils die erforderlichen Hilfsmittel zu entwickeln sind.

Erst bei der Zusammenfassung größerer Stoffgebiete sind die theoretischen Hilfsmittel zu verallgemeinern, wenn der Studierende ihre Bedeutung und ihren Gebrauch an den Bedürfnissen der Wirklichkeit kennen gelernt hat.

Daß auch bei der Behandlung der höheren Ingenieurphysik alle die pädagogischen Gesichtspunkte zu berücksichtigen sind, die bei der Einführung der Zusammenfassung und Verfestigung dienen, versteht sich hier in noch stärkerem Maße. So wird zweckmäßig öfter zusammenfassend darzulegen sein, wie bei den verschiedenen Erscheinungsklassen die Energievorgänge, die Kraftwirkungen, die Strömungen, die Schwingungen gemeinsame Züge zeigen.

Eine besonders wichtige Aufgabe des Unterrichtes ist es aber, stets hervorzuheben, wie wesentliche Wirkungen in den Maschinen miteinander in Widerspruch stehen; daß z. B. Wärmewirkungen oft die wünschenswerte Gestaltung der Kräfte und Geschwindigkeiten verhindern, daß Körpergestaltungsrücksichten die Anwendbarkeit von Berechnungssätzen der Festigkeitslehre einschränken usf.

Schließlich ist beim Unterrichte häufig auf die Forschungsarbeiten hervorragender Ingenieure und technischer Physiker Bezug zu nehmen, die am besten durch Referate der Studierenden im seminaristischen Betriebe behandelt werden. Auf diese Weise soll größere Selbständigkeit und Urteilsfähigkeit bei der Benutzung der technisch-wissenschaftlichen Literaturerzeugnisse den Studierenden anerzogen werden.

Handelt es sich also bei der einleitenden technischen Physik vorzugsweise um die Analyse der Einzelerscheinung, so hat die höhere technische Physik die Aufgabe, in die Zusammensetzung technischer Prozesse einzuführen, die sich in den Maschinen und Apparaten abspielen. Man wird mit diesem Unterricht im zweiten Jahre mit 4 Stunden wöchentlich beginnen können, um bis zu 10 Stunden wöchentlich im vierten Studienjahr aufzusteigen.

8. Wir räumen also der technischen Physik eine wesentlich erweiterte Rolle im zukünftigen Ingenieurunterricht ein als bisher, eine Rolle, die sie durch die ganze Studienzeit hindurch zu spielen hat. Die technische Physik soll, neben der Mathematik, die Quelle der wissenschaftlichen, experimentellen wie theoretischen, Erkenntnis des Ingenieurwesens werden, so daß alle sonstigen Hochschulunterrichtsfächer sich der Vertiefung der Gestaltungs-, Herstellungs- und Wirtschaftsfragen zuwenden können.

Die Zeit für diese Erweiterung der technischen Physik wird vor dem Vorexamen gewonnen durch Zusammenlegung der acht oben erwähnten Prüfungsfächer in vier. Denn auch die mathematischen Unterrichtsgebiete ermöglichen eine Zusammenfassung, wie hier nicht näher begründet werden soll. Nur möge ein Schaubild (Fig. 2) einen Überblick über den Zusammenhang des heutigen Zustandes mit dem zukünftigen geben.

Während der zweiten Studienhälfte lassen sich die gestaltenden und wirtschaftlichen Fächer nicht kurz aufzählen; sie haben zusammen (26 Stunden) natürlich gegenüber der technischen Physik (10 Stunden) das Übergewicht; Einzelausführungen mögen einer anderweitigen Darstellung vorbehalten bleiben. Nur so viel möge erwähnt werden, daß das angegebene Programm so viel Elastizität besitzt, um auch die Ausbildung des speziellen technischen Physikers zu umfassen. Diese könnte während der ersten beiden Jahre ganz gut genau dieselbe sein wie die der Maschineningenieure; erst in der zweiten Studienhälfte träte die Differenzierung ein durch Fortlassung des Gestaltungs- und Wirtschaftsunterrichts

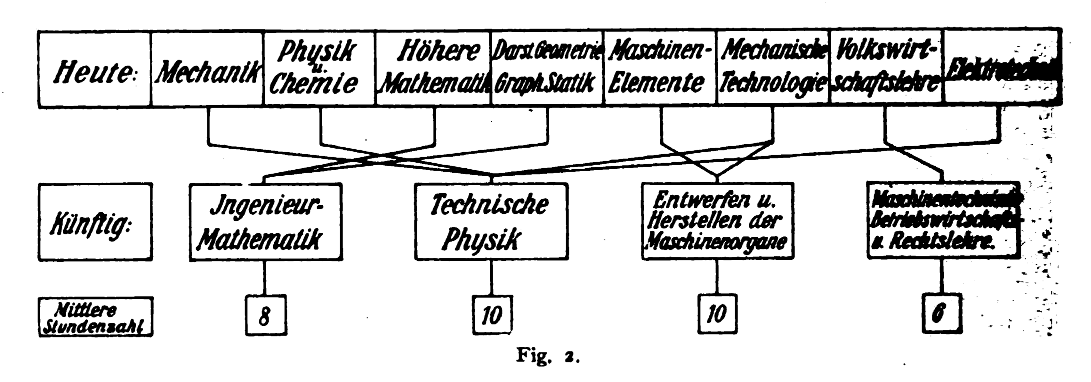


Fig. 2.

und Ersetzung dieses durch breiteres Studium der experimentellen und theoretischen Physik, wie in den Aufsätzen der Herren Krüger und Gehlhoff dargelegt ist.[1])

9. Das mittelalterliche Innungswesen gehört der Geschichte an. Es ist aber, soweit wir an Hand der Überlieferung überhaupt genaueren Einblick in das Wirtschaftsleben jener Zeiten gewinnen können, von starkem günstigen Einfluß auf die Entwicklung in Gewerbe, Handel und Wandel gewesen. Übrig geblieben ist heute von den Grundsätzen der Innungen nur die Idee der Prüfung von Lehrlingen, Gesellen, Meistern. Prüfungen sind, wenn man der Gefahr des Überhandnehmens der Cagliostros steuern will, sicher angebracht; es mag aber erlaubt sein, hier noch einige Worte zu den Prüfungen, wie sie mit dem Hochschulstudium verbunden sind, zu sagen.

Das hier heute gültige Prüfungsverfahren widerspricht völlig der Art und Weise, in welcher das praktische Leben vom Ingenieur die Hergabe seiner Kenntnisse verlangt.

Überall ist vor Beginn einer technischen Arbeit gründliche allseitige Information unter Heranziehung aller irgendwie erreichbaren Hilfsmittel die erste Bedingung.

Statt den angehenden Ingenieur dazu zu bringen, sich die größte Gewandtheit im Gebrauche und in der Beurteilung des technischen Informationsmaterials anzuerziehen, schließt die heutige Prüfungsordnung den Prüfling in einen Kasten ein und preßt aus ihm im Inquisitionsverfahren ein Stückwerkswissen heraus.

Es wird vergessen, daß alle Einzelheiten in hundert Büchern gedruckt stehen, die jeder, wenn er will, zur Verfügung hat, und daß es unökonomisch ist, das gesamte Einzelwissen in einen einzelnen Menschen hineinzupressen.

Statt dessen sollte in der Prüfung verlangt werden (neben der erforderlichen Fähigkeit im Gestalten und Messen) die Darlegung der wissenschaftlichen Kenntnisse mehr in Form von mündlichen Referaten des Prüflings über wichtige Originalarbeiten von Mathematikern, Physikern und Ingenieuren, so daß er seine literarische Orientierung dartun kann.

Die Prüfungsanforderungen könnten dann etwas allgemeiner und höher gesteckt werden, ohne daß dabei bedrohliche Mängel im Einzelwissen des Prüflings unentdeckt blieben.

10. Zum Schluß kehren wir zurück zu der am Anfang behandelten Frage der Hochschulreform. Mir scheint, daß diese, wenn sie im Sinne einer erweiterten Anerkennung der technischen Wissenschaften gegenüber den Geisteswissenschaften Erfolg haben soll, in erster Linie den bleibenden geistigen Inhalt der Technik zu betonen hat. Zu diesem gehört aber in erster Linie die naturwissenschaftliche Grundlage, wie wir sie in der Organisation der technischen Physik oben entwickelt haben. Diese Grundlage bietet auch in sich weit mehr idealistische Momente sowie Beziehungen zu einer Reihe der übrigen Geisteswissenschaften dar als der konstruktiv-wirtschaftliche Ausbau der Technik. So wesentlich der letztere ist, so wird er doch stets nach Person und Zeit einen spezialistischen Charakter tragen, der der richtig aufgefaßten Naturwissenschaft, insonderheit der technischen Physik nicht inne wohnt. Daher dürfte deren Ausbau berufen sein, zu einem beträchtlichen Teile mitzuwirken an dem Plane der Hochschulreform, der in unseren Tagen zur Erörterung steht.

(Eingegangen am 2. April 1921.)

Besprechungen.

Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik. Bd. 1, Heft 1. Herausgegeben von Prof. R. v. Mises, Berlin. Unter Mitwirkung von A. Föppl-München, G. Hamel-Charlottenburg, R. Mollier-Dresden, H. Müller-Breslau-Charlottenburg, L. Prandtl-Göttingen und R. Rüdenberg-Berlin. Verlag des Vereins deutscher Ingenieure, Berlin 1921. Zunächst 6 Hefte zu je 5 Bogen. Bezugspreis im Buchhandel 50,— M.; für Mitglieder des Vereins deutscher Ingenieure uud der Deutschen Mathematikervereinigung 40,— M.

Wer in den aufregenden Zeitläuften der Nachkriegszeit lebt, braucht sich nicht zu wundern, wenn auch im mathematischen Zeitschriftenwesen grundstürzende Veränderungen eintreten.

[1]) Zeitschr. f. techn. Physik **2** (1921), 113 und 121.

In der Vorkriegszeit war die Firma B. G. Teubner das mathematische Verlagshaus Deutschlands schlechthin, das auch eine stattliche Reihe mathematischer Zeitschriften herausgab. Von diesen ist das Hauptorgan, die Mathematischen Annalen, welches auf die lange Reihe von 80 Bänden zurückblickt, an den Verlag von Julius Springer übergegangen. Ein weiteres Teubnersches Zeitschriftunternehmen, die Zeitschrift für Mathematik und Physik ist im Jahre 1917 bis zum 64. Band gediehen, hat seitdem aber sein Erscheinen eingestellt; es ist zurzeit nicht zu übersehen, welche Weiterentwicklung ihm beschieden sein wird.

Jetzt ist auch der Verein deutscher Ingenieure unter die mathematischen Zeitschriftenverleger gegangen, mit der Begründung des im Titelkopf genannten Organs. Der leitende Gedanke war dabei wohl zunächst der, aus der großen Zeitschrift des Vereins die spezifisch mathematisch-mechanischen Stoffe herauszunehmen, weil sie die große Masse der meist konstruktiv-wirtschaftlich interessierten Zeitschriftleser weniger berühren, und sie einem Spezialblatt zuzuführen, andererseits verlockte das zeitweilige (vielleicht dauernde) Versiegen der Zeitschrift für Mathematik und Physik gerade dazu, in die Lücke zu springen und vielleicht die Leserschaft der schwach Gewordenen der Zahl derjenigen hinzuzugewinnen, die sich unter den Beziehern der Vereinszeitschrift für die Neugründung finden würden.

Diesen weitgesteckten Zielen entspricht die ganze Anlage des Unternehmens, vor allem die Lösung der Mitarbeiterfrage. Einem hervorragenden Mathematiker, der sich auch durch zahlreiche glückliche Anwendungen seiner Wissenschaft bekannt gemacht hat, steht eine Reihe von Mitwirkenden zur Seite, meistens Ingenieure und Mathematiker, über deren Bedeutung sich zu äußern hier nicht notwendig ist, weil sie feststeht.

Den aus solcher Organisation zu ziehenden Erwartungen entspricht das vorliegende erste Heft. Nach einem Einführungsaufsatz von R. v. Mises über die Aufgaben und Ziele der angewandten Mathematik folgt eine Abhandlung von L. Prandtl über seine neue Härtetheorie nebst Versuchen dazu von A. Nádai. E. Pohlhausen bietet ein neues Näherungsverfahren zur Aufsuchung der Eigenschwingungszahlen eines statisch bestimmten Fachwerks, während L. Lichtenstein sich mit der Stromleitung im Erdkörper bei Erdrückleitung oder bei Erdschlüssen beschäftigt. Diesen Originalbeiträgen folgt ein zusammenfassender Bericht von E. Ratzersdorfer über Probleme der Flugzeugstatik und ein Aufsatz von L. Bieberbach über neuere Lehrbücher der praktischen Analysis. — Kurze Auszüge (Referate), Buchbesprechungen, Kleine Mitteilungen, Nachrichten schließen das Heft ab.

Dieser inhaltlichen Würdigung möge sich die Frage anschließen, ob vom Gesichtspunkt der journalistischen Ökonomie aus die Neugründung einer Zeitschrift das einzige Mittel war, um der angewandten Mathematik und Mechanik zu ihren publizistischen Rechten zu verhelfen. Bekanntlich widmen sich die oben erwähnten mathematischen Annalen programmgemäß auch der Pflege der angewandten Mathematik, während die technische Mechanik einen wesentlichen Programmpunkt der seit Anfang 1920 erscheinenden Zeitschrift für technische Physik bildet.

Nicht wenige Beobachter des Gründungsvorgangs sind der Meinung, daß durch eine Fühlungnahme des Vereins deutscher Ingenieure mit den Leitungen der letztgenannten beiden Zeitschriften dasselbe Ergebnis erzielt wäre, wie durch die Neugründung, nur auf ökonomischerem Wege.

W. Hort.

Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus. Herausgegeben von Prof. Dr. L. Graetz. Band III, Lieferung 3. 373 S., 156 Abb. i. T. J. A. Barth, Leipzig 1920. Preis 64,— M.

Die Lieferung enthält folgende Artikel:

Die Ionisation der Gase. Von R. Seeliger. Es werden die unselbständigen elektrischen Strömungen in Gasen behandelt, die dahin charakterisiert sind, daß die Ionen durch Energiezufuhr von außen erzeugt werden und daß die Strömung mit dieser erlischt. Die Elektrizitätsleitung in Flammen, der ein besonderer Artikel gewidmet ist, wird außerdem ausgeschlossen. Das so abgegrenzte Gebiet, dessen Erforschung in der Hauptsache als abgeschlossen betrachtet werden kann, ist in großer Klarheit und Gründlichkeit behandelt. Nach Darlegung der grundlegenden Begriffe wird das Beobachtungsmaterial über Ionenbeweglichkeit, Wiedervereinigung, Diffusion der Ionen, Ladung und Masse der Ionen, Adsorption der Ionen kritisch vorgeführt. Sodann wird die mathematische Theorie der Ionenströmung, die eine vollständige Darstellung der experimentellen Ergebnisse gestattet, gegeben, sowie schließlich die physikalische Theorie der Ionen, die das Ziel hat, alle Erscheinungen auf die Eigenschaften des einzelnen Ions selbst zurückzuführen, ein Ziel von dem man allerdings zurzeit weit entfernt ist. Als IV. Teil enthält der Artikel noch ein Referat über die Ionenleitung in ionisierten dielektrischen Flüssigkeiten, die ein vollständiges Analogon zu der Ionenleitung in ionisierten Gasen großer Dichte bildet.

Flammenleitung. Von A. Becher. Die Bearbeitung beginnt mit den bisherigen experimentellen Feststellungen über die Stromstärke und die verschiedenen Faktoren, von denen sie abhängig ist. Sie wendet sich dann eingehend den Untersuchungen der Eigenschaften der Elektrizitätsträger zu, durch die der Strom gebildet wird, und schließt daran eine Wiedergabe der bis jetzt vorliegenden quantitativen Theorie. Ein besonderer Abschnitt behandelt schließlich die Ermittlung der maßgebenden „Flammenkonstanten“. Zu betonen ist, daß Verf. überall kritisch prüfend, nicht nur referierend vorgeht, was wichtig ist, da das behandelte Gebiet noch in voller Entwicklung begriffen ist.

Lichtbogen. Von E. Bräuer. Die Aufgabe, die Verf. sich gestellt hat, ist eine sehr umfassende: Er behandelt alle Erscheinungsformen des Lichtbogens, die Theorie des Lichtbogens vom Standpunkt der Ionentheorie, die mechanischen Vorgänge im Glimmstrom, die Beziehungen des Bogenstromes zur Glimmstrom- und Funkenentladung, die statische und dynamische Charakteristik des Bogenstromes, die Lichtbogenschwingungen, den Lichtbogen als Frequenzwandler und Gleichrichter, die Strahlung des Lichtbogens, der Lichtbogen als Lichtquelle und Wärmequelle, der Lichtbogen als chemisches Agens. — Es ist klar, daß es nicht leicht ist, all diese heterogenen Dinge, die nicht nur in fast alle Gebiete der Physik, sondern auch in viele Zweige der Technik tief eingreifen, von einem einheitlichen Standpunkt aus darzustellen und sich dabei in Bezug auf die Ausdehnung die für ein Handbuch erforderliche Beschränkung aufzuerlegen. Es dürfte dies aber dem Verf. in dem nur 75 Seiten langen Artikel vortrefflich gelungen sein. Da, wo dem Einzelnen vielleicht Schwierigkeiten entstehen, wird er die nötigen Ergänzungen in andern Teilen des Handbuches finden. Hervorzuheben sind die zahlreichen, sehr guten Figuren.

Metallische Leitung. Von F. Koenigsberger. Die metallische Leitung ist ein Gebiet, das in elektronentheoretischer Hinsicht zurzeit mehr denn je dunkel ist, obwohl eine Unmenge von Erklärungsversuchen der Beobachtungstatsachen vorliegen. Bei einer solchen Sachlage ist es schwer, alles von einem einheitlichen, höheren Gesichtspunkt aus zu behandeln und überall gerecht das Gute von dem Schlechten zu scheiden, und es muß schon als eine große Leistung dankbar begrüßt werden, wenn die Darstellung wenigstens möglichst vollständig, wenn auch vielfach nur kurz hinweisend das jetzt in bezug auf Experiment und Theorie Vorhandene wiedergibt. Verf. teilt den Hauptstoff in drei Gruppen, in denen behandelt werden: a) Die Metalle oder Elemente mit überall positiven Temperaturkoeffizienten. b) Die Legierungen, Verbindungen und Lösungen von Metallen. c) Variable Leiter mit stark variierendem Temperaturkoeffizienten. — In jeder Gruppe

ist der Einfluß des Aggregatzustandes, der Modifikationsumwandlung, der Bearbeitung usw. und auch die Theorie dargelegt. Besondere Hauptabschnitte behandeln dann weiter noch für alle die Gruppen zusammen: Einfluß des Lichtes, Einfluß des Druckes, Unterschied zwischen Gleich- und Wechselstromwiderstand, Einfluß des Magnetfeldes, Beziehung zur Wärmeleitfähigkeit. Da eine strenge Abgrenzung der verschiedenen Gruppen und Einflüsse gegeneinander nicht möglich ist, sind dabei Wiederholungen unumgänglich, und es ist manchmal schwer, die Stelle aufzufinden, an welcher man über eine vorliegende Frage den besten Aufschluß erhält. Dies wird hoffentlich durch ein bei Abschluß des Bandes erscheinendes Sachverzeichnis erleichtert werden. W. Meißner.

Lehrbuch der praktischen Physik. Von Friedrich Kohlrausch. 13., stark vermehrte Auflage (43.—46. Tausend). Neu bearbeitet von H. Geiger, E. Grüneisen, L. Holborn, K. Scheel und E. Warburg. Mit 353 Fig. i. T. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1921.

Wenn man von Musterwerken, wie dem „Kohlrausch" eine neue Auflage aufschlägt, gesellt sich zur Freude über das Zusammengestelltwissen der neuesten Meßtechnik immer ein besonderes Gefühl der Spannung, ob es den Herausgebern nochmals gelungen ist, die in den letzten Jahren geschürften physikalischen Ergebnisse ohne Steigerung des Buchumfangs unterzubringen. Welche Mühe dies bereits Kohlrausch in der letzten von ihm bearbeiteten 11. Auflage trotz aller Kunstgriffe der Gliederung und Darstellung bereitete, ist bekannt. Die Verfasser der neuen Auflage haben in diesem Widerstreit des Wünschenswerten die glückliche, für sie selbst freilich mühevolle Lösung einer weitgehenden Umarbeitung gewählt. Hierbei wurden neben veralteten physikalischen Methoden die geographischen Bestimmungen ausgeschieden und durch straffe Zusammenziehung verwandter Aufgaben Raum für Zusätze gewonnen.

Eingehendere Umarbeitung und Ergänzung erfuhren neben Kapiteln aus der Druckmessung, Thermometrie, Kalorimetrie und Strahlungsmessung vor allem die Abschnitte über Wechselströme, Röntgenstrahlen, elektrische Schwingungen, Messungen an ionisierten Gasen, Radioaktivität. Einzelheiten hiervon herauszugreifen verbietet die große Zahl der Änderungen und bis in die neueste Zeit reichenden Zusätze.

Ein wenig stiefmütterlich scheinen mir im Kampf um den Raum der ersten Durchsicht zufolge lediglich die lichtelektrischen Messungen bedacht worden zu sein, wo die Literatur anscheinend nur bis 1916 reicht und die neueren amerikanischen Arbeiten nicht umfaßt.

Bezüglich der Tabellen dürfte es sehr begrüßt werden, daß an Stelle der Tabellen über astronomische Daten und Farben Newtonscher Ringe solche über Mutterteilungen für Flüssigkeitsthermometer, über die Spannung der Metalle, bezogen auf die normale Wasserstoffelektrode und über das periodische System der Elemente gebracht sind; ferner daß den Zahlen über den elektrischen Widerstand reiner Metalle und Legierungen auch Widerstandsdaten von Isolierstoffen augefügt sind. Vielleicht läßt sich in der nächsten Auflage auch Tab. 42 (Entladungsspannungen) gemäß dem vielfachen Bedürfnis der technischen Physik bis zu Spannungen von ca. 300 KV. erweitern, für welchen Bereich die Zahlen von Weicker, Abraham und Villard und anderen schon jetzt eine gesicherte Grundlage geben dürften. Erwägenswert wären außerdem einige neuere Literaturhinweise über Entladungsspannungen in verdichteten Gasen. C. Müller.

Schumann, H., **Lehrbuch der Physik für die oberen Klassen der Oberrealschule.** I. Teil 81 S., 37 Abb., II. Tl. 104 S., 66 Abb., III. Tl. 85 S, 52 Abb. R. Oldenbourg, München und Berlin 1920. Geh. I. Tl. 4,20 M., II. Tl 5,50 M., III. Tl. 4,70 M.

Die Bearbeitung ist nach dem ministeriellen Lehrplane erfolgt; dadurch war die Stoffanordnung gegeben. Der I. Teil behandelt Wage, spezifische Gewichtsbestimmung, Wärmelehre, Magnetismus; der II. Elektrizität, Wellenlehre, Akustik; der III. Optik, elektrische Wellen, Mechanik. Ob dieser Aufbau pädagogisch richtig ist, darüber kann man zum mindesten sehr geteilter Meinung sein.

Die drei Hefte stellen kein eigentliches Lehrbuch der Physik dar, sondern wären richtiger als Ergänzungen zum Unterricht zu bezeichnen gewesen, wobei sich diese vielfach auf den mathematischen Teil beschränken; so werden bei den spezifischen Gewichtsbestimmungen etwa die notwendigen Korrektionen abgeleitet, während die eigentliche Entwicklung der physikalischen Gesetze an Hand der Versuche ausschließlich den Unterrichts- und Übungsstunden vorbehalten ist. Auffallend ist, daß die Mechanik der Flüssigkeiten und Gase vollständig fehlt. In dem Kapitel über elektrische Wellen vermißt man die neueren Errungenschaften, vor allem die Verstärkerröhren. Im übrigen soll aber anerkannt werden, daß die einzelnen Abschnitte außerordentlich klar dargestellt sind, so daß das Buch als Ergänzung zum Unterricht sicherlich seinen Zweck erfüllen wird. G. Berndt.

Lenard, P., **Nobelvortrag über Kathodenstrahlen.** Zweite durch viele Zusätze vermehrte Auflage. 120 S. Vereinigung wissensch. Verleger, Berlin und Leipzig 1920. Brosch. 15,— M.

Die vorliegende Schrift trägt in ungewöhnlich starkem Maße den Stempel einer ausgesprochenen Persönlichkeit. Sie berichtet nicht nur über die eigenen Versuche des Autors, wie es bei den Nobelvorträgen üblich ist, sondern sie behandelt in einer Reihe neu hinzugefügter Anhänge einige andere Fragen. Da wird erörtert, warum Hittorfs große Verdienste erst so spät gewürdigt sind, was man unter „reinen Versuchen" zu verstehen hat und welche Experimentaluntersuchungen die heutige Erkenntnis vom Wesen der Kathodenstrahlen begründet haben. Ein kurzer Abschnitt handelt über die „Stimmen aus früher Zeit über die Elektrizität und deren Struktur" und den Schluß bildet ein Literaturverzeichnis einer Auswahl von Arbeiten über Kathodenstrahlen, nebst kurzen Referaten.

Wie ein roter Faden zieht sich durch die ganze Schrift das Bestreben nach historischer Gerechtigkeit bei der Verteilung wissenschaftlicher Verdienste. Damit kann man indessen keine Werte schaffen, zumal eine ganz objektive Würdigung der Arbeit jedes einzelnen Forschers unmöglich sein dürfte. Das interessante Buch reizt vielfach zu Widerspruch. F. Henning.

Personalnachrichten.

Aachen. Auf Beschluß von Rektor und Senat der Technischen Hochschule Aachen ist Dr.-Ing. August Thyssen in Mühlheim (Ruhr) zum Ehrenmitglied der Hochschule ernannt worden.

Danzig. A. o. Prof. Dr. Karl Ramsauer in Heidelberg nahm einen Ruf auf den Lehrstuhl der Physik an der Technischen Hochschule in Danzig als Nachfolger von Prof. Friedr. Krüger an.

Frankfurt. O. Professor für höhere Mathematik an der Technischen Hochschule in Breslau Dr. Max Dehn erhielt einen Ruf an die Universität Frankfurt a. M. als Nachfolger von Prof. L. Bieberbach.

Freiburg. Privatdozent für Physik an der Universität Freiburg i. B. Dr. Walter Friedrich wurde zum a. o. Professor ernannt.

Jena. Im Alter von 81 Jahren verschied Professor der Mathematik an der Universität Geh. Rat Dr. Joh. Thomae.

Kiel. Privatdozent an der Universität Kiel Prof. Dr. Oskar Martienssen wurde ein Lehrauftrag zur Vertretung der technischen Physik erteilt.



Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Bericht über die bisherigen Sitzungen.

Sitzung am Freitag, den 15. April 1921, abends 7½ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr H. Schulz: „Das Auge als Meßinstrument und die Grenzen seiner Leistungsfähigkeit".

Vor Schluß der Sitzung überreichte noch Herr H. Fricke zwei Abhandlungen:

1. Wind und Wetter als Feldwirkungen der Schwerkraft. Erschienen in: Naturwiss. Wochenschrift, 1921, S. 97.
2. Klassische Mechanik, Relativitätstheorie oder Ätherphysik? Erschienen in: Astronomische Zeitschrift, 1921, S. 31.

deren Inhalt der Verfasser kurz erläuterte.

Sitzung am Freitag, den 29. April 1921, abends 7½ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr G. Keinath: „Entwicklung und Fortschritt des Meßinstrumentenbaues".

Sitzung am Freitag, den 3. Juni 1921, abends 7½ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr A. Kreichgauer: Die physikalischen Grundlagen der Musik. Mit akustischen und psychologischen Experimenten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Fritz Bergter:
- Herr Dr. H. Hermann, Physiker b. Elektrizitätsgesellschaft Sanitas, Berlin SO. 16, Melchiorstraße 29.
- Herr P. A. Ramstetter, Ingenieur b. Elektrizitätsgesellschaft Sanitas, Charlottenburg, Nordhausenerstraße 24.

Seitens des Herrn Dr. Erfle, Jena:
- Herr Dr.-Ing. Walter Bauersfeld, Jena, Sonnenbergstraße 1, i. Fa. Carl Zeiß.
- Herr Dipl.-Ing. Carl Büchele, Jena, Hugelstraße 37, i. Fa. Carl Zeiß.
- Herr Dr. Hans Hartinger, Jena, Humboldtstraße 21, i. Fa. Carl Zeiß.
- Herr Dipl.-Ing. Karl Ilmer, Jena, Jakobstraße 29, i. Fa. Carl Zeiß.
- Herr Prof. Dr. Otto Mackensen, Jena, Riemannstraße 2, i. Fa. Carl Zeiß.
- Herr Dr. Willy Merte, Jena, Lutherstraße 70, i. Fa. Carl Zeiß.
- Herr Dr.-Ing. Willy Sander, Jena, Blumenstraße 5. i. Fa. Carl Zeiß.
- Herr Obering. Adolf Steinle, Jena, Hausbergstraße 3, i. Fa. Carl Zeiß.
- Herr Dr. Ernst Wandersleb, Jena, Schäfferstraße 14, i. Fa. Carl Zeiß.

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
- Firma Verlagsbuchhandlung Johann Ambrosius Barth, Leipzig, Dörrienstraße 16.
- Herr Prof. Dr.-Ing. Erich Beckmann, Hannover, Oeltzenstraße 19.
- Herr Prof. F. C. Brown, Bureau of Standards, Washington.
- Körperschaft Elektrotechnisches Institut der Technischen Hochschule, Darmstadt.
- Herr Prof. Dr. Julius Herweg, Physikal. Institut, Halle a. S., Humboldtstraße 19III.
- Herr Dr. M. Köhler, i. Fa. Carl Zeiß, Jena, Moltkestraße 2.
- Herr Dr. W. von Korshenewsky, Assistent am Physik. Institut, Jena, Sonnenbergstraße 2.
- Körperschaft Laboratorium für angewandte Physik, Halle a. S., Paradeplatz 7.
- Körperschaft Lese- und Redehalle der Deutschen Studenten in Prag, Postfach 522.
- Herr Prof. Dr. G. Mie, Physikal. Institut der Universität, Halle a. S., Paradeplatz 7.
- Herr Dr. G. E. Müller, Darmstadt, Frankfurterstr. 250.
- Herr Ing. Ludwig Müller, Brünn, Pragerstraße 61.
- Herr Prof. H. Pistor, Direktor der staatlichen Optikerschule, Jena, Haeckelplatz 6.
- Firma Elektrizitätsgesellschaft „Sanitas", Fabrik für elektromedizinische, heilgymnastische und hydrotherapeutische Apparate, Berlin N., Friedrichstr. 131d, Ecke Karlstraße.
- Herr Dr. H. Seiferheld, Physiker in den Leuna-Werken, Halle a. S., Am Kirchtor 28III.
- Herr Dr. M. So, Consulting Engineer Imperial Japanese Navy, Omoni-Araishika, Tokio.
- Herr P. Stephanowitz, Architekt, Berlin-Steglitz, Berlinickestraße 7.
- Herr Dipl.-Ing. O. Streich, Stuttgart, Lenzhalde 2.
- Herr R. Suczek, Consulting Engineer, 522 Locust AVE. Germantown, Philadelphia, PA.
- Körperschaft Technisches Museum für Industrie und Gewerbe, Wien XIII, Mariahilferstraße 212.
- Herr L. Trautmann, cand. phil., Assistent am Physik. Institut, Jena, Bethovenstraße 30.
- Herr Dr. K. Wagner, Oberlehrer an der staatlichen Optikerschule, Jena.
- Herr Prof. Dr. M. Winkelmann, Universität, Jena, Sankt Jacobstraße 12.

Seitens des Herrn Dr. Paul Gmelin, Mannheim:
- Herr Dr. K. Göggel, Physiker a. d. Badischen Anilin- und Sodafabrik, Ludwigshafen a. Rh., Karl Theodorstraße 16.
- Herr Dr. R. Witte, Physiker in den Badischen Anilin- und Sodafabriken, Ludwigshafen a. Rh.

Seitens des Herrn Dr. Karl Hermann, Charlottenburg:
- Herr Dipl.-Ing. Wilhelm Jenssen, Charlottenburg, Kantstraße 142.

Seitens des Herrn Dr. Ernst Hochheim, Heidelberg:
- Frl. Dr. Agnes Lindner, Ludwigshafen a. Rh., Oberes Rheinufer 19, physik. Chemiker in den Bad. Anilin- und Sodafabriken.

Seitens des Herrn Dr. W. Hort, Charlottenburg:
- Körperschaft Elektrotechnische Vereinigung Delft (Holland).
- Herr A. Kreichgauer, Assistent am Psychologischen Institut der Universität, Lektor für musikalische Akustik an der akademischen Hochschule für Musik, Charlottenburg, Akazienallee 33.
- Herr Erwin J. Kurz, stud. rer. electr., Stuttgart, Heusteigstraße 40II.
- Herr Ingenieur Hubert Thein, Kaiserslautern, Museumplatz 2.
- Herr Kurt Zeidler, stud. phys., Berlin N. 37, Straßburgerstraße 11II.
- Herr Walter Zeidler, stud. phys., Berlin N. 37, Straßburgerstraße 11II.



Seitens des Herrn Dr. Ludwig Schiller, Leipzig:
Herr Prof. Dr. Herrmann Scholl, Leipzig, Linnéstraße 5.

Seitens des Herrn Dr. Fritz Schröter:
Herr Geh. Rat Prof. Dr. Spiess, Direktor der Urania-Gesellschaft, Berlin, Taubenstraße 48/49.

Seitens des Herrn R. Swinne, Berlin-Friedenau:
Herr Paul Schwarzhaupt, Oberingenieur, Berlin-Steglitz, Mommsenstraße 26[III] (i. F. Telefunken).

Seitens des Herrn Prof. Dr. E. Waetzmann, Breslau:
Herr Dr. W. Moeser, Berlin S.W. 47, Großbeerenstraße 60.

Seitens des Herrn Ing. Wuromus, Teltow:
Herr Ing. Franz Riessner, Lünen (Westf.), Glasmanufaktur.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Aufgenommene Mitglieder.

Herr Direktor F. Bohnenberger, Darmstadt, Niederramstädterstraße 247 (Direktor der Hess. Eisenbahn-Akt.-Ges.).
Herr Dr. H. Borchardt, Mannheim, Bismarckplatz 5 pt.
Herr Eberhard von Brauchitsch, Assistent, Darmstadt, Soderstraße 18.
Herr Rob. Füllgrabe, Kapitänleutnant a. D., Dortmund, Hansemannstraße 5.
Herr Dr. R. Geiger, Assistent am Physik. Inst. der Techn. Hochschule, Darmstadt, Hochschulstraße 3.
Herr Geh. Rat Prof. Dr. Hermann Hahn, Direktor der Staatl. Hauptstelle für den naturwissenschaftlichen Unterricht, Berlin W. 35, Potsdamerstr. 120.
Herr Prof. Köpsel, Friedenau, Kaiserallee 99/100.
Herr Dr. Fritz Noack, Zehlendorf-West, Winterfeldtstraße 18.
Herr Lothar Rosengart, cand. mach., Frankfurt a. M., Reuterweg 81.
Herr Geh. Rat Dr. Erich Schmidt, (Patentamt), Berlin W., Kurfürstendamm 58.
Herr Ingenieur Hans Schulz, Berlin-Wilmersdorf, Landhausstraße 53.
Firma Waggon-Fabrik A.-G. Uerdingen (Rhein).
Herr Prof. Dr., Dr.-Ing. F. Wüst, Direktor des Kaiser Wilhelm-Instituts für Eisenforschung, Düsseldorf, Gerhardtstraße.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. F. Banneitz, jetzt Berlin W. 50, Neue Ansbacherstraße 2.
Herr Dr. O. Berg, jetzt Grunewald, Kunostraße 65.
Herr Prof. Dr. phil. nat. Friedrich Dessauer, jetzt Frankfurt a. M., Theodor Sternhaus, Weigertstraße 3, Inst. für physik. Grundlagen der Medizin.
Herr Dr. Engl, jetzt Grunewald, Hohenzollerndamm 53 pt.
Herr Dr. A. Gehrts, jetzt Berlin-Friedenau, Cranachstraße 5.
Herr Dr. Walter Gerlach, jetzt Frankfurt a. Main, Robert Mayerstraße 2, Physikalisches Institut.
Herr Dr. Walter Grotrian, jetzt Göttingen, Wilhelm Weberstraße 14.
Herr Prof. Dr. Ernst Jänecke, jetzt Heidelberg, Kaiserstraße 42.
Herr Carl Keller, Ingenieur, jetzt Witzenhausen a. d. Werra.
Herr Prof. Dr. Leithäuser, jetzt Berlin-Steglitz, Heinrich Seidelstraße 1[III].
Herr Dr. Werner Loest, jetzt Berlin-Moabit, Birkenstraße 21.
Frl. Dr. Hildegard Miething, jetzt Pankow, Mendelstraße 48.
Herr Dipl.-Ing. Waldemar Schornstein, Arnoldstein (Kärnten), bei Mente.
Herr Dr. Alfred Schulze, jetzt Wilmersdorf, Rüdesheimerstraße 10[III].
Herr Dipl.-Ing. Herm. Stübler, jetzt Berlin-Dahlem, Ehrenbergstraße 11, Telegr.-technisches Reichsamt.

Berichtigung.

In Nr. 3 muß es unter „Aufgenommene Mitglieder" heißen:

Herr W. Friedrich H. Brandt, Ingenier, Dresden-A. 24, Münchenerstraße 13.
Herr Dr. F. Moench, Schöneberg, nicht A. E. G., sondern Telegraphentechnisches Reichsamt, Abt. Versuche (T. R. A.).
Herr Baurat Ernst Petzold (nicht Patzold), Zittau, Böhmischestraße 29.
Herr Dipl.-Ing. Franz Riedinger, nicht Dr. Franz Riedinger.

Ausgeschieden.

Herr Ing. Fritz Dürr, Mittenwald, ist aus der Mitgliederliste zu streichen.
Herr Dr. Rudolf Schmidt, Wien III/1, Beatrixgassse 14 a, ist aus der Mitgliederliste zu streichen.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Kiel.

Sitzung am Montag, den 25. April 1921, abends $8^1/_2$ Uhr, im kleinen Hörsaal der Universität.

Tagesordnung:

1. Eingänge.
2. Erörterung des Vortrages von Herrn Rotzer über die Entwicklung des elektrischen Schraubenantriebes.
3. Vortrag von Herrn Hahnemann über Gravitation und Trägheit in der Einsteinschen Relativitätslehre.
4. Verschiedenes.

Der 1. Vorsitzende: Richter.

Ortsgruppe Heidelberg-Ludwigshafen-Mannheim.

Erste ordentliche Mitgliederversammlung am 25. April 1921, abends $^3/_4$6 Uhr im kleinen Hörsaal des Physikalischen Instituts der Universität.

Tagesordnung:

1. Geschäftlicher Teil.
   Festlegung des Vereinsjahrs.
   Vorbereitung der Arbeit für das laufende Semester.
   Stellungnahme zu Punkt 1 der Satzungen der Ortsgruppe und Punkt 3 des § 8 der Satzungen des Gesamtvereins.
   Beschlußfassung über die geplante Besichtigung des Murgwerkes.
   Aufstellung eines Fragekastens.
   Neuwahl des 2. Schriftführers.
   Anmeldung neuer Mitglieder.
2. Wissenschaftlicher Teil.
   Vortrag des Herrn A. Becker: „Über die Elektrizitätsleitung der Metalle", mit anschließender Besprechung.

Der 1. Vorsitzende: A. Becker.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1921 Zweiter Jahrgang Nr. 6

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Grundlagen der messenden Farbenlehre.

Von Wilhelm Ostwald.

3. Teil. **Die Normung der Farben.**

Das mechanische System. Der Zusammenschluß der verschiedenen Wissensgebiete zu einer großen Einheit hat seinerzeit in der Physik ebenso die Notwendigkeit einer durchgehenden Normung hervorgerufen, wie der wirtschaftliche Zusammenschluß der Industrie dies in der Technik gegenwärtig notwendig macht. Als Bahnbrecher ist hier Gauss zu nennen, der nicht nur die erste internationale wissenschaftliche Gesellschaft, den magnetischen Verein, gründete, sondern auch den Grundgedanken der Normung in der Physik durch seine berühmte Abhandlung über die Zurückführung der erdmagnetischen Kraft auf absolutes Maß klar und sachgemäß zur Geltung brachte. In gleichem Sinne wirkte sein Mitarbeiter Wilhelm Weber, der die elektrodynamischen Erscheinungen bearbeitete, nachdem die elektrostatischen sich formal unmittelbar den magnetischen hatten anschließen lassen.

Als Einheiten dienten diesen Forschern die der Zeit, der Strecke und der Kraft oder der Masse. Infolge einer irrtümlichen Verallgemeinerung, die hauptsächlich durch J. C. Maxwell verschuldet war, galt lange Zeit in der Physik der Satz, daß alle physikalischen Größen ohne Ausnahme sich auf die drei Grundeinheiten Länge, Zeit, Masse zurückführen lassen. Die Tatsache, daß auf Grund dieser Voraussetzung vier verschiedene absolute elektrische Maßsysteme möglich sind, die alle sich konsequent aus jenen drei Grundeinheiten ableiten lassen und dennoch verschiedene elektrische Einheiten ergeben, bewies allerdings dem mit mathetischen Gedankengängen Vertrauten schon seit bald einem Menschenalter, daß zur eindeutigen Festlegung mindestens noch ein Faktor erforderlich ist. Da aber mathetisches Denken auch heute noch nicht sehr verbreitet ist, so ist jener alte Irrtum noch immer nicht ausgerottet.

Die Energie. Die Grundlegung des absoluten Maßsystems durch Gauss erfolgte im Jahre 1832, also zehn Jahre vor Entdeckung des Energiegesetzes; dieses konnte deshalb bei Aufstellung jenes Systems noch nicht berücksichtigt werden. Auch als später die Energie stufenweise als der allgemeinste Begriff der Physik erkannt wurde, ließ die Anwendung dieser Tatsache auf das absolute Maßsystem noch lange auf sich warten. Die grundsätzliche Einführung der Energie als Fundamentalgröße in das absolute Maßsystem geschah 1892 durch mich; seitdem hat sich dieser Fortschritt langsam durchgesetzt.

Prinzipien der Normung. Eine allgemeine Untersuchung über die Grundlagen der Normung habe ich 1913 auf dem Kongreß für Internationalismus in Brüssel-Gent mitgeteilt. Sie ist in den Schriften jenes Kongresses versteckt geblieben und ihre Ergebnisse sind später von anderer Seite ohne Angabe der Quelle benutzt worden. Was für die hier vorliegende Sonderaufgabe von Belang ist, soll kurz erwähnt werden.

Die fundamentalen Größen zerfallen in begrenzte mit natürlicher Einheit und unbegrenzte ohne diese. In der ersten Klasse traf ich damals nur die Winkel an, deren natürliche Einheit der Vollkreis ist. Inzwischen habe ich als weitere Größen mit natürlicher Einheit die Farben entdeckt. Alle anderen Größen sind unbegrenzt und haben keine natürliche Einheit. Sie bedürfen daher einer künstlichen, willkürlichen und konventionellen. Für die Länge und Masse dienen bekanntlich die in Paris aufbewahrten Grundmaße des Meters und des Kilogramms; für die Zeit dient die Achsendrehung der Erde, der mittlere Sonnentag. Ungeläufig war aber damals der Gedanke, daß die willkürliche Normung bereits an einer wesentlich früheren Stelle einsetzt, nämlich bei der Einteilung der gleichförmig vorschreitenden unbegrenzten Zahlenreihe. Hier hat sich die willkürliche Ordnung nach Zehnern durchgesetzt, die unserem sehr guten Ziffernsystem und damit

aller Zählung und Rechnung zugrunde liegt. Es ist bekannt, daß wegen des Fehlens des Faktors 3 in der Zahl 10 diese Wahl nicht eben glücklich genannt werden kann und daß ihr Ersatz durch 12 als eine Zukunftsforderung im Auge behalten werden sollte. Die Einführung des Zwölfersystems wird vielleicht einstmals gleichzeitig mit der Einführung neuer und besserer Zahlenzeichen erfolgen, da die gegenwärtigen noch Gefahren der Verwechslung enthalten. Zurzeit fehlt es allerdings sogar noch an einer konsequenten Durchführung des Zehnersystems, da man z. B. den Kreis noch immer in 360 statt in 100 bzw. 1000 Grade teilt; ebenso erfolgt die Unterteilung der Zeit nach anderen, systemwidrigen Teilern.

Es muß genügen, hier auf diese noch reichlich vorhandenen Inkonsequenzen unserer gebräuchlichen Einheitssysteme nur kurz hinzuweisen, wesentlich um zu zeigen, wie bei der Normung der Farben alle diese Fehler sich haben vermeiden lassen.

Normung der unbunten Farben. Jede unbunte Farbe ist durch die Gleichung $w + s = 1$ gekennzeichnet, in welcher Weiß (w) und Schwarz (s) alle innerhalb dieser Beziehung möglichen Werte annehmen können. Wendet man das Zehnerprinzip an, so scheint es, als müßten als unbunte Normen jene Farben aufgestellt werden, in denen w nacheinander die Werte 1,0, 0,9, 0,8, 0,7 usw. hat, während s die zugehörigen Werte 0, 0,1, 0,2, 0,3 usw. erhält.

Führt man eine solche Stufenleiter praktisch aus, so erweist sie sich als unbrauchbar. Die Farben $w =$ 1,0, 0,9, 0,8, 0,7 lassen sich kaum voneinander unterscheiden, denn wir nennen sie alle Weiß. Grau beginnt erst bei 0,6 oder 0,5, wird dann aber schnell dunkler; die Sprünge $w =$ 0,2, 0,1, 00 erscheinen unverhältnismäßig groß.

Diese Tatsache findet sich bei anderen Normungen wieder. Versucht man z. B. für Bolzenstärken die Reihe 10, 9, 8, 7 . . . 3, 2, 1 mm aufzustellen, so protestiert die Praxis sofort dagegen. Der Anfang der Reihe enthält viel zu nahe Stufen, der Schluß dagegen viel zu große Sprünge, obwohl überall der gleiche Abstand von 1 mm besteht.

Das Weber-Fechnersche Gesetz. Die Ursache dieser sehr allgemeinen Erscheinung ist das von Fechner ausgesprochene Grundgesetz, wonach der jeweilige Absolutwert eines Reizes das Maß für die Unterschiedempfindlichkeit ist. Damit die Beziehung zwischen den Bolzenstärken 10 und 9 bei den dünnen Bolzen übereinstimmend empfunden wird, müßten diese im Verhältnis 1,0 und 0,9 mm stehen. Sollen daher die Bolzenstärken so geordnet werden, daß die Abstufung als gleichmäßig empfunden wird, so müssen sie eine logarithmische oder geometrische Reihe bilden und nicht eine arithmetische.

Dies ergibt im Verein mit dem Zehnergrundsatz folgende Normalreihe für alle Normungen. Gehen wir von der größten Abmessung als Einheit aus, so ist der nächste Festpunkt durch 0,1 gegeben, der folgende durch 0,01 usw. Da diese Abstände für die meisten Zwecke zu groß sind, so sind sie wieder nach dem Zehnergrundsatz so zu unterteilen, daß zehn Zwischenstufen entstehen. Dies ergibt die Reihe

1,00 0,79 0,63 0,50 0,40 0,32
0,25 0,20 0,16 0,13 0,10.

Hat man noch kleinere Werte als 0,1 zu berücksichtigen, so setzt sich die Reihe in derselben Weise mit zehnmal kleineren Gliedern fort, nämlich 0,100, 0,079, 0,063, 0,050 usw. In solcher Weise kann man sie unbegrenzt weiterführen.

Oft sind diese Stufen zu eng für die praktische Verwendung, welche die Anzahl der Normen so gering braucht, als sich mit dem Zweck des Dinges nur vereinigen läßt. Dann kann man jede zweite Stufe fortlassen und erhält so zwischen 1,0 und 0,1, zwischen 0,1 und 0,01 usw. je fünf Stufen, die oft den passenden Abstand darstellen. Die nächste ganzzahlige Verminderung der Stufen zwischen 1,0 und 0,1 ist aber nur durch den Faktor 5 möglich, welcher zwei Stufen zwischen 1,0 und 0,1 ergibt. Hier haben wir einen Fall, wo der Mangel des Faktors 3 in der Zahlennorm 10 sich als ein fühlbarer Nachteil geltend macht. Könnten wir mit dem Zwölfersystem arbeiten, so hätten wir bei der Reduktion der gegebenen zwölf Stufen die Zahlen 6, 4, 3, 2 für die gesetzmäßige Verminderung.

Anwendung auf die Farbe. Eine für die Empfindung gleichabständige Abstufung der unbunten Farben wird gemäß dem Fechnerschen Gesetz durch die Farben mit 1,00, 0,79, 0,63, 0,50 usw. Weißgehalt gebildet. Diese Punkte teilen die stetige Graureihe vom Weißpunkt abwärts in psychologisch gleiche Abstände, die formal unendlich viele Stufen nach dem absoluten Schwarz zu ergeben. Praktisch bewirkt sowohl die technische Unmöglichkeit, vollkommen weißfreie Oberflächen herzustellen, wie auch die psychologische Schwelle für die Empfindung allzu kleiner Reize eine endliche Grenze, die je nach Umständen an verschiedenen Stellen der theoretischen Reihe eintritt. Wir müssen also das schwarze Ende der Reihe als unbestimmt behandeln, während das weiße einen ganz festen Punkt darstellt. So gehen z. B. schwarze Färbungen auf Papier nicht unter 0,04 hinunter, während man auf Wolle und Seide bis etwa 0,004 gelangt; schwarzer Samt geht sogar bis in die Nähe von 0,001.

Durch die beschriebene logarithmische Teilung wird jeder Zehnerabstand, wie 1,0 bis 0,1, 0,1 bis 0,01 usw. in je zehn Stücke geteilt. Inner-

halb jedes dieser Stücke ist die Farbe nicht gleich, sondern sie nimmt z. B. im ersten Stück von 1,00 bis 0,79 ab. Für eine praktisch brauchbare Normung empfiehlt es sich, nicht die Endpunkte dieser Stücke, sondern ihre Mittelwerte als Normen aufzustellen, denen man die herzustellenden Farben tunlichst annähert. So ist es z. B. technisch unmöglich, ein Anstrichweiß 1,00 herzustellen. Die Ausführung würde daher immer einseitig von der Norm entfernt bleiben, wenn man 1,00 zur Norm machte. Wird dagegen der (geometrische) Mittelwert zwischen den beiden ersten Stufen 1,00 und 0,79, nämlich 0,89 als Norm aufgestellt, so sind in der Praxis Abweichungen nach beiden Seiten möglich (bestes Zinkweiß hat 0,90 bis 0,95) und eine richtige Einstellung kann sicher erreicht werden.

Normen der unbunten Farben. Diese Mittelwerte oder Normen der unbunten Farben sind

0,89	0,71	0,56	0,45	0,35	0,28
a	*b*	*c*	*d*	*e*	*f*
0,22	0,18	0,14	0,11	0,089	0,071
g	*h*	*i*	*k*	*l*	*m*
0,056	0,045	0,035	0,028	0,022	0,018
n	*o*	*p*	*q*	*r*	*s*
0,014	0,011	0,0089	0,0071	0,0056	0,0045
t	*u*	*v*	*w*	*x*	*y*
	0,0035	0,0028	0,0022	usw.	
	z	*a'*	*b'*		

Die Zahlen bedeuten Helligkeiten oder Weißgehalte rein grauer Farben, d. h. solcher Flächen, welche von allen auffallenden Lichtarten den gleichen Bruchteil zurückwerfen. Vermöge der Gleichung $w + s = 1$ sind dadurch gleichzeitig die Schwarznormen als $s = 1 - w$ definiert.

Unter den Zahlen sind die Buchstaben in der üblichen Reihenfolge angegeben. Sie dienen zur kurzen Bezeichnung der entsprechenden Normen, und zwar sowohl der weißen wie der schwarzen. Somit bedeutet *i* einen Weißgehalt von 0,14 oder einen Schwarzgehalt von 0,86. Jede von diesen beiden Zahlen definiert dasselbe Grau; es ist also gleichgültig, welche von beiden Bedeutungen man benutzt.

Da die Bestimmung und Einstellung grauer Farben in der Praxis fast ausschließlich durch den Vergleich mit eingestellten grauen Flächen ausgeführt wird, so kann dort auf die Kenntnis und Anwendung der oben angegebenen Zahlen verzichtet werden; diese dienen nur für die erstmalige Herstellung der Normen und für deren zeitweilig erforderliche Kontrolle. Dagegen sind die Buchstaben in beständigem Gebrauch; eine kürzere und handlichere Bezeichnungsweise ist nicht denkbar.

Praktische Graunormen. Es sei noch erwähnt, daß die Praxis die Normenreihe *a b c* ... als für die meisten Fälle zu eng ergeben hat. Überspringt man jeden zweiten Punkt, so gelangt man zu einem Abstand, der für die Anwendung fast ausschließlich in Frage kommt. Die praktischen Graunormen werden also von der Reihe

a c e g i l n p r t v x z ...

gebildet. Für sehr viele Anwendungen hört die Reihe bei *p* auf, welches die Farbe guter Druckerschwärze ist.

Normung der Buntfarben. Die unbunten Farben bilden eine einfaltige Gruppe (eindimensionale Mannigfaltigkeit), in der jedes Glied, wie geschehen, durch eine einzige Zahl gekennzeichnet werden kann. Ihre Gleichung $w + s = 1$ geht bei den bunten Farben durch Aufnahme der Vollfarbe v in die um ein Glied vermehrte Form $v + w + s = 1$ über. Hieraus könnte man entnehmen, daß die Buntfarben eine zweifaltige Gruppe sind. Sie wären es, wenn v ebenso wie w und s einfaltig wäre, sich also durch eine Zahl erschöpfend bezeichnen ließe. Allerdings kommt dem vollfarbigen Anteil in jeder durch eine Gleichung von der Gestalt $v + w + s = 1$ gekennzeichneten Farbe ein bestimmter Zahlenwert zu, der wie der von w und s zwischen 0 und 1 liegen kann. Neben dieser Mannigfaltigkeit der Menge enthält aber die Vollfarbe noch eine andere der Art, die in der Gleichung $v + w + s = 1$ nicht zum Ausdruck kommt und daher eine besondere Behandlung erfordert.

Diese qualitative Mannigfaltigkeit ist die des Farbtons. Es gibt nicht nur eine Art Vollfarbe, wie es nur eine Art Weiß und Schwarz gibt, sondern unbegrenzt viele, die durch die Namen Gelb, Rot, Blau, Grün grob, genau durch den Farbton unterschieden werden. Die Farbtöne bilden eine einfaltige Gruppe besonderer Art, die nicht wie die unbunte Gruppe einen Anfang- und einen Endpunkt hat, sondern wie ein Kreis in sich zurückläuft.

Für die Normung bedeutet dies folgendes. Der Wert von v in der Gleichung $v + w + s = 1$ ist eine Größe und daher ähnlich zu normen, wie dies mit w und s geschehen ist. Die Gruppe der Farbtöne hat dagegen durchaus keinen Größencharakter und verlangt deshalb eine besondere Normung, bei der auf ihre Natur die gehörige Rücksicht zu nehmen ist.

Das Fechnersche Gesetz für die Vollfarbe. Setzt man in der Gleichung $v + w + s = 1$ einmal $s = 0$ und sodann $w = 0$, so erhält man die Kennzeichnung zweier besonderer Klassen von Farben, welche durch die Gleichungen $v + w = 1$ und $v + s = 1$ definiert sind. Die ersten enthalten nur Vollfarbe und Weiß und heißen hellklare Farben, die anderen Vollfarbe und Schwarz und

heißen dunkelklare. Beide Gleichungen haben dieselbe Form, wie die der unbunten Farben $w + s = 1$ und erfordern erfahrungsmäßig auch die gleiche Behandlung von psychologischer Seite. Es gilt nämlich auch für diese beiden Reihen das Fechnersche Gesetz, demzufolge ihre Zusammensetzung nach einer logarithmischen Reihe geordnet sein muß, damit die entstehenden Farben als gleichabständig empfunden werden. Daß dies der Fall ist, wurde erstmalig von mir festgestellt, als ich den Plan für den 1916 und 17 ausgeführten großen Farbenatlas entwarf. Seitdem hat sich dies Gesetz bei seinen vielfachen Anwendungen durchweg in demselben Sinne bewährt, wie es für die unbunten Farben seit Fechner bekannt ist, nämlich als ein Idealgesetz, dessen Anwendungsgrenzen durch die Tatsache und die Eigenschaften der Empfindungsschwelle gegeben sind.

Wegen der zweifachen Gestalt der Gleichungen hat im übrigen die Vollfarbe in ihnen verschiedene psychologische Funktionen.

In den hellklaren Farben mit $v + w = 1$ steht v für das s der unbunten Gleichung; hier muß also der Weißgehalt logarithmisch abgestuft werden, damit gleichempfundene Abstände entstehen, und die Vollfarbe übernimmt formal die Stelle des Schwarz. In den dunkelklaren Farben $v + s = 1$ steht die Vollfarbe aber an Stelle des Weiß; hier muß der Gehalt an Vollfarbe logarithmisch abgestuft werden und das Schwarz ergänzt diese Werte zu Eins.

Diese Verhältnisse sind also der Normung der Buntfarben zugrunde zu legen.

Das farbtongleiche Dreieck. Bekanntlich gestattet die Gleichung $x + y + z = 1$ eine besonders einfache Darstellung, da jeder Punkt im Inneren eines gleichseitigen Dreiecks mit der Seite 1 ihr genügt, wenn x, y, z die parallel den Seiten gemessenen Abstände des Punktes von den drei Seiten sind. Ein Dreieck mit den Eckpunkten v, w, s umfaßt somit alle möglichen Abkömmlinge, die sich von einer gegebenen Vollfarbe durch Mischung mit Weiß und Schwarz herstellen lassen. Es enthält in der Seite ws alle unbunten, in der Seite wv alle hellklaren und in der Seite vs alle dunkelklaren Farben, da für die Seitenlinien folgeweise v, s und w gleich Null sind. Im Inneren liegen alle trüben Farben, welche neben Vollfarbe Weiß und Schwarz gleichzeitig enthalten.

Führt man ein solches Dreieck in einem bestimmten Farbton, z. B. Rot aus, so macht sich der gleiche Umstand geltend, wie bei der Ausführung der analytisch gleichabständigen Grauleiter: die Mischfarben zeigen eine viel zu große Ausdehnung der weißreichen Gebiete. Die Ursache ist in der eben dargelegten Tatsache zu finden, daß auch für die bunten Farben das Fechnersche Gesetz gilt. Ebenso wie für psychologische und praktische Zwecke die analytische Grauleiter in die logarithmische umzugestalten war, so hat eine gleiche Umwandlung des farbtongleichen analytischen Dreiecks in ein logarithmisches zu erfolgen.

Das logarithmische Dreieck. Wie die logarithmische Grauleiter am schwarzen Ende theoretisch ins Unendliche abrückt, so geschieht dies auch beim logarithmischen Dreieck mit der Seite vs; in beiden Fällen bleiben die praktisch erreichbaren Farben im Endlichen. Als fester Ausgangspunkt dient auch hier der Weißpunkt w. Von ihm ziehen wir die logarithmische Grauleiter ws senkrecht nach unten und tragen auf ihr die gleichabständigen Stufen $a\ b\ c\ d \ldots$ bis p ab. Unter 60° setzen wir ferner an den Punkt w die Gerade wv der hellklaren Farben, deren Endpunkt v gleichfalls ins Unendliche abrückt, während die gefühlsmäßig gleichabständigen Stufen mit a, b, c, d, $e \ldots p$ Weiß auch räumlich gleichabständig eingetragen werden. Daß der Punkt v im Unendlichen liegt, ist ein Ausdruck dafür, daß reine Vollfarben an Oberflächen nicht herstellbar sind; auch die reinsten enthalten meßbare Anteile Weiß und liegen daher im Endlichen.

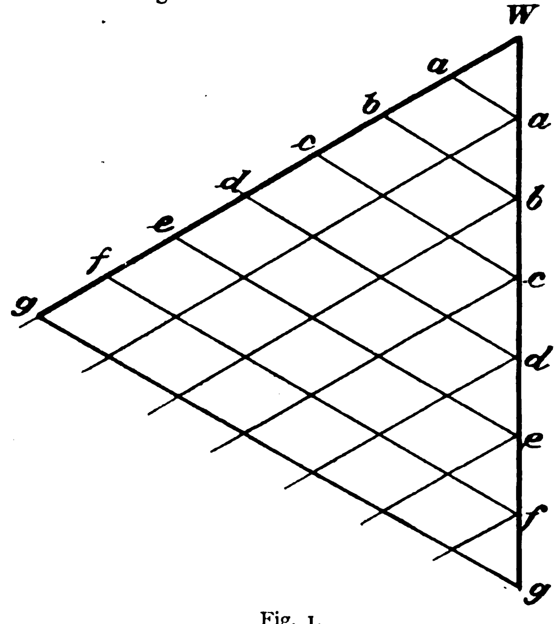


Fig. 1.

Die farbtongleichen Normen. Nun ziehen wir von den Punkten a, b, c, $d \ldots p$ der hellklaren Seite nach den Punkten a, b, c, $d \ldots$ der unbunten Seite Verbindungslinien aa, bb, $cc \ldots$ Diese stellen die Orte aller Farben dar, welche die gleiche Weißmenge a bzw. b, c, $d \ldots p$ enthalten: es sind die Weißgleichen, Fig. 1.

Ferner ziehen wir parallel zur hellklaren Seite eine Schar Gerader von den Punkten a, b, c, $d \ldots$ der unbunten Seite aus. Die hellklare Seite ist

eine Schwarzgleiche mit dem Schwarzgehalt Null; die Parallelen sind also weitere Schwarzgleichen mit den Schwarzgehalten *a, b, c, d ... p*. Die gegenseitigen Durchschnitte beider Scharen bezeichnen regelmäßig verteilte Punkte im Inneren des Dreiecks, d. h. psychologisch gleichabständige trübe Farben, welche die Besonderheit haben, daß ihre Gehalte an Weiß und Schwarz die gleichen sind, wie sie für die unbunten Normen oben festgestellt wurden, nämlich *a, b, c, d ... n*. Diese Farben stellen die Farbnormen im farbtongleichen Dreieck dar. Denn da nach einem für alle Normung gültigen Grundsatz einmal genormte Größen in allen Zusammenhängen, in denen sie vorkommen, die festgesetzten Einheiten behalten müssen, so gilt dies auch für den Gehalt an Weiß und Schwarz. Die Festlegung der Graunormen zieht also zwangläufig die Normung im farbtongleichen Dreieck nach sich.

Bezeichnung. Die Normpunkte im Dreieck enthalten alle Zweier, die sich aus den Werten *a, b, c, d ...* für den Weiß- wie für den Schwarzgehalt zusammenstellen lassen, mit der Maßgabe, daß der Schwarzgehalt immer durch einen früheren Buchstaben ausgedrückt wird, als der Weißgehalt. Für Grau haben beide den gleichen Buchstaben; soll daneben noch ein Anteil Vollfarbe anwesend sein, so muß das Schwarz weniger betragen als im Grau. Es gehören also zwei in solchem Sinne verschiedene Buchstaben dazu, um den Weiß- und Schwarzgehalt einer trüben Normalfarbe auszudrücken.

Diese Regel enthebt uns der Notwendigkeit, ein besonderes Zeichen für die Unterscheidung von Schwarz und Weiß einzuführen. Das Buchstabenpaar *b i* oder *i b* kann nur eine Farbe bedeuten, in welcher der Weißgehalt *i* und der Schwarzgehalt *b* ist. Denn wenn wir die Buchstaben umgekehrt deuten wollten, würde die Summe von *i* Schwarz (0,86) und *b* Weiß (0,71) mehr als Eins (1,57) betragen, was unmöglich ist, während *i* Weiß (0,14) und *b* Schwarz (0,29) einen möglichen Wert (0,43) ergeben. Der Bequemlichkeit wegen macht man es sich zur Regel, den Weißgehalt stets zuerst anzugeben, also *i b* zu setzen und nicht *b i*.

Anzahl. Die Anzahl solcher Zweier ist $\frac{1}{2} n(n-1)$, wenn Formen wie *a a, b b ...* ausgeschlossen werden sollen. Werden sie einbezogen, so ist die Anzahl $\frac{1}{2} n(n+1)$.

Sachlich macht dies den Unterschied, ob man zum farbtongleichen Dreieck die unbunten Normen *a, b, c, d ...*, die bei der Paarung als *aa, bb, cc ...* erscheinen, einbeziehen will oder nicht. Je nach der Natur der Betrachtungen geschieht besser das eine oder das andere.

Die praktischen Normen. Von *a* bis *p* hat man 15 Stufen; diese ergeben also unter Einbeziehung der unbunten 120 verschiedene Farben in jedem farbtongleichen Dreieck.

Für die meisten Zwecke sind diese Stufen zu eng und ihre Anzahl ist zu groß. Beschränkt man sich auf jede zweite Stufe nach *a c e g i l n p*, so fällt die Anzahl der Farben im Dreieck auf 36, darunter acht unbunte. Dies entspricht am besten den praktischen Verhältnissen. Ordnen wir diese im Dreieck, so haben wir folgende Übersicht (Fig. 2).

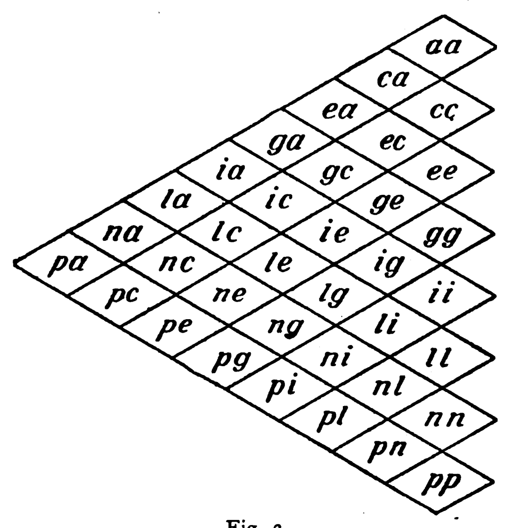


Fig. 2.

Man erkennt alsbald die Weißgleichen an der Gleichheit des ersten, die Schwarzgleichen an der des zweiten Buchstabens.

Die Normung des Farbtons. Von jeder durch ihren Farbton gekennzeichneten Vollfarbe leitet sich ein farbtongleiches Dreieck ab. Um also die Normung aller Farben zu vollenden, müssen noch die Farbtöne genormt werden.

Hier ist zunächst zu erwägen, daß der Farbtonkreis bereits nach einem rein psychologischen Grundsatz geteilt worden ist, nämlich dem der inneren Symmetrie (I, S. 264). Die dabei eingeführten 100 Punkte sind also von vornherein gleichabständig für die Empfindung eingestellt worden, was sich hernach durch die Übereinstimmung mit den Messungen von König und Dieterici (I, S. 267) auf das vollständigste bestätigt hat. Es ist also keine weitere Umstellung im Sinne des Fechnerschen Gesetzes nötig, wie sie bei der unbunten und der hellklaren Reihe erforderlich war.

Wohl aber ist die Anzahl 100 der Teilpunkte ohne psychologische Rücksichtnahme gewählt worden, um dem Zehnerpostulat zu genügen. Es ist also hier zu prüfen, ob dabei wesentliche Gesichtspunkte zu kurz gekommen sind.

Vor allen Dingen muß betont werden, daß der Farbtonkreis keineswegs in sich kongruent ist, wie der geometrische Kreis, den man in sich ver-

schieben kann, ohne daß irgendetwas sich ändert. Beim Farbtonkreis ist jeder Punkt unverwechselbar durch die zugehörige Empfindung gekennzeichnet und seine Homogenität beschränkt sich darauf, daß die Unterschiedschwelle gleich groß ist.

Ferner aber kennzeichnen sich bei der Betrachtung des Farbtonkreises mit Bestimmtheit die vier Urfarben Gelb, Rot, Ublau, Seegrün, denen sich die fast ebenso deutlich empfundenen Zwischenfarben Kreß, Veil, Eisblau, Laubgrün zuordnen. Diese acht Hauptfarben sind merklich symmetrisch im Farbtonkreis angeordnet, der demgemäß in acht gleiche Teile zerfällt, welche der Normung notwendig zugrunde gelegt werden müssen.

Die acht Hauptfarben stehen zu weit voneinander ab, als daß diese Teilung der Praxis genügen könnte. Man steht nun vor der Wahl, ob man von einer zur anderen noch zwei, vier, acht Stufen oder drei, sechs usw. unterscheiden will. Die Praxis führt auf mindestens 20, höchstens 50 Stufen. Innerhalb dieses Gebietes liegen die Teilungen 3×8, 4×8, 5×8, 6×8. Obwohl 4×8, das annähernd in der Mitte liegt, sich durch diesen Umstand zu empfehlen scheint, habe ich doch 3×8 vorgezogen, weil ich den Faktor 3 nicht missen konnte. Dieser ist unentbehrlich, um die für die Harmonielehre sehr wichtigen symmetrischen Dreier zu gewinnen. Sollte, was nicht wahrscheinlich ist, eine Verfeinerung der Farbkreisteilung künftig nötig werden, so bietet sich die Hälftung der bisherigen Abstände an, die 48 Punkte ergibt.

Hierbei konnte überall auf die ursprüngliche 100-Teilung nicht Rücksicht genommen werden. Der Mangel der Faktoren 3 und 4 in der Grundzahl 10 macht sich auch in diesem Falle unerwünscht geltend, da 24 in 100 nicht ohne Rest aufgeht. Es bleibt nichts übrig, als die entstehenden Brüche auf die nächste ganze Zahl abzurunden, wenn man die Beziehung der dekadischen Farbkreisteilung zur psychologischen einfach darstellen will. Bezeichnet man die drei Stufen, welche für jede der acht Hauptfarben eingeführt wurden, als erstes, zweites, drittes Gelb, Kreß, Rot usw., so entsteht folgende Tafel.

	Erstes	Zweites	Drittes
Gelb	00	04	08
Kreß	13	17	21
Rot	25	29	33
Veil	38	42	46
Ublau	50	54	58
Eisblau	63	67	71
Seegrün	75	79	83
Laubgrün	88	92	96

Obwohl die vernachlässigten Brüche von höchstens $^1/_2$ bereits nahe der Unterschiedschwelle liegen, so macht sich doch dort, wo der gewöhnliche Schritt von vier Punkten durch einen von fünf abgelöst wird (z. B. 08 zu 13, 33 zu 38 usw.), für das geübte Auge die Unregelmäßigkeit geltend. Ich habe bisher, um die Bedeutung der Farbtonzahlen nicht zu schädigen, das dritte Gelb genau auf 08 und das erste Kreß auf 13 eingestellt, statt auf 08,3 und 12,5, welche die symmetrische Teilung erfordert. Aber ich bin inzwischen darüber klar geworden, daß künftig die genaue Symmetrie eingehalten werden sollte. Die Einführung dieser Reform kann indessen vertagt werden, bis meine mit geringen Mitteln und ohne Hilfe ausgeführte Urteilung des Farbtonkreises durch eine neue, mit allen Mitteln der Wissenschaft gesicherte ersetzt werden kann.

Die Normung aller Farben. Wenn man ein farbtongleiches Dreieck, wie oben beschrieben, für jede der 24 Farbtonnormen herstellt, so erhält man ein geordnetes Netz von Normpunkten durch die Gesamtheit aller Farben, den Farbkörper. Bleiben wir bei den oben definierten 28 bunten Farben, die sich aus der Reihe *a c e g i l n p* in jedem Dreieck ergeben, so ist die Gesamtzahl der bunten Normen $28 \times 24 = 672$, wozu noch die acht unbunten kommen. Dies ist das Farbmaterial, mit dem man voraussichtlich $^{99}/_{100}$ aller vorkommenden Farbaufgaben wird lösen können.

Indem man die 24 farbtongleichen Dreiecke mit der gemeinsamen unbunten Seite so um eine Achse ordnet, daß die freien Spitzen allseitig in den Raum streben, erhält man den Farbkörper in Gestalt eines Doppelkegels, der die Gesamtheit aller Farben darstellt. Die analytischen Dreiecke ergeben den analytischen Farbkörper, der allseitig begrenzt ist. Die logarithmischen Dreiecke ergeben den logarithmischen Farbkörper, dessen unterer Grenzkegel formal ins Unendliche gerückt ist. Er hat aber nach unten eine empirisch-technische Grenze, die ziemlich unregelmäßig gestaltet ist und durch den Fortschritt der Technik sich langsam nach unten verschiebt.

In diesem Kegel finden sich die farbtongleichen Dreiecke als Hauptschnitte vor. Verfolgt man andererseits alle Farben mit gleichem Weiß- und Schwarzgehalt oder die wertgleichen Farben durch den Farbkörper, so erweisen sie sich zu wertgleichen Kreisen geordnet, deren Mittelpunkte alle in der unbunten Achse des Kegels liegen und deren Durchmesser um so größer wird, je mehr Vollfarbe in den Farben enthalten ist, je weiter also beide Buchstaben voneinander abstehen oder je reiner die Farbe ist.

Die Farbzeichen. Aus der Nummer des Farbtons und dem Buchstabenpaar, das den Weiß- und Schwarzgehalt kennzeichnet, setzen sich nun die Farbzeichen zusammen, die den Farbnormen zur kurzen Benennung und zur Veranschaulichung

ihrer gegenseitigen Beziehungen zugeordnet sind. So bedeutet z. B. 38 *ic* ein erstes Veil mit einer mittleren Menge Weiß und wenig Schwarz, also etwa die Farbe des Alpenveilchens.

Alle Farben, die einem farbtongleichen Dreieck angehören, haben die gleiche Farbtonzahl, während die Buchstaben wechseln. Innerhalb des Dreiecks kann man die Weiß- und Schwarzgleichen zusammenfassen; bei den ersten ist auch der erste Buchstabe gleich, bei den anderen der zweite. Parallel der unbunten Seite verlaufen die (psychologischen) Reingleichen oder Schattenreihen; es sind die Farbabstufungen, die sich bei der Beschaffung eines gleichfarbigen Gegenstandes bilden.

In ihren Farbzeichen haben die Buchstabenpaare gleiche Abstände.

Alle Farben, die einem wertgleichen Kreise angehören, haben ein gleiches Buchstabenpaar, während die Farbtonzahl wechselt.

Die Reihen im farbtongleichen Dreieck und die wertgleichen Farbkreise stellen die wichtigsten näheren Beziehungen dar, welche zwischen verschiedenen Farben bestehen können. Sie sind deshalb grundlegend für die Harmonie der Farben.

Die Abstände der Normpunkte. Eine ideale Normung sollte so beschaffen sein, daß die Normpunkte das genormte Gebiet gleichabständig ausfüllen, so daß nirgend zu viele oder zu wenige vorhanden sind. Die Gleichabständigkeit muß dabei eine empfindungsgemäße, also meist logarithmische sein. Es ist zu untersuchen, ob oder wieweit die Farbnormung dieser Forderung genügt.

Für die farbtongleichen Dreiecke ist sie vollständig erfüllt, denn deren Teilung wurde entsprechend vorgenommen. Demgemäß liegen die Normpunkte im logarithmischen oder psychologischen Dreieck überall gleichabständig, indem sie ein regelmäßiges Dreiecknetz bilden.

Ebenso ist sie innerhalb jedes wertgleichen Farbkreises erfüllt. Die 24 Normpunkte sind gleichabständig im Kreise verteilt.

Nicht erfüllt erweist sich dagegen die Forderung der Gleichabständigkeit, wenn wir verschiedene wertgleiche Kreise miteinander vergleichen. Diese sind von verschiedenem Durchmesser je nach der Reinheit und da jeder in 24 Teile geteilt ist, sind auch die Abstände der Teilpunkte verschieden, nämlich proportional dem Durchmesser. Diese Verschiedenheit macht sich auch bei der Einstellung der entsprechenden Farben geltend; während es bei den reinsten Farben leicht ist, sie auf einen Punkt des hundertteiligen Kreises genau zu messen, ist man bei den trübsten und dunkelsten Farben oft um 10 Punkte unsicher.

Die Frage, ob sich diese Abweichung von der allgemeinen Forderung beseitigen läßt, muß dahin beantwortet werden, daß dies ohne unerträgliche Nachteile nicht möglich ist. Die Kreise müßten nämlich im umgekehrten Verhältnis ihrer Durchmesser geteilt werden, wenn überall gleiche Abstände erzielt werden sollen. Dann könnte nur für eine einzige Durchmessergröße die natürliche Teilung in 24 Farbtöne durchgeführt werden; alle anderen müßten mehr, bzw. weniger Teile erhalten, die ohne Rücksicht auf die natürliche Ordnung zufällige Farbtöne ergeben würden. Man könnte daher nur für einen einzigen Farbton ein farbtongleiches Dreieck herstellen; alle anderen Farbnormen würden nicht in gleichen Ebenen liegen und sich daher nicht zu farbtongleichen Dreiecken vereinigen lassen.

Das sind so entscheidende Gründe, daß gar kein Zweifel darüber bestehen kann, ob man das Postulat der allseitigen Gleichabständigkeit durchführen kann oder nicht. Die Wahrung des inneren Zusammenhanges ist so wichtig, daß dagegen die allseitige Gleichabständigkeit zurücktreten muß. Sie kann es um so eher, als nach zwei Dimensionen Gleichabständigkeit besteht; nur die dritte hat sie nicht.

Sind die Farbnormen absolut? Von den drei Bestimmungstücken jeder Farbe haben zwei einen absoluten Charakter; dem dritten geht dieser ab. Die beiden absoluten Größen sind der Weiß- und der Schwarzgehalt. Aus dem Verfahren, nach dem beide bestimmt werden, geht diese Beschaffenheit unmittelbar hervor. Dies ist zunächst bei den unbunten Farben einleuchtend. Hier wird die Messung ausgeführt, indem die Beleuchtung einer reinweißen Fläche neben der grauen soweit meßbar vermindert wird, bis beide gleich aussehen. Daß diese Messung von der Beschaffenheit des Lichtes unabhängig ist, ergibt sich aus der Definition des vollkommenen Grau, daß es von jeder Lichtart den gleichen Bruchteil rückwirft. Daß sie von der Beschaffenheit des Auges unabhängig ist, ergibt sich daraus, daß das Auge sich durch jedes physikalische Radiometer ersetzen läßt, da nur die Gleichheit zweier Strahlungen nachzuweisen ist.

Die absolute Beschaffenheit dieser Messungen ist, wie schon angedeutet, noch höheren Grades als die einer Gewichts-, Längen- oder Zeitmessung. Diese Größen sind nämlich unbegrenzt und bedürfen daher einer willkürlich festgesetzten Einheit, von deren unveränderter Aufbewahrung die Erhaltung ihres Maßes abhängt. Die beiden Größen der unbunten Farben haben dagegen ihre natürliche Einheit, da sie begrenzt sind. Dies tritt in der Grundgleichung $w + s = 1$ unmittelbar zutage; es gibt keine andere meßbare Größe mit Ausnahme der Winkel, welche die gleiche Eigenschaft besitzt.

Sehr ähnlich liegt die Sache bei dem Weiß- und Schwarzgehalt der Buntfarben. Auch hier kommt die Messung auf den Nachweis der Gleich-



heit zweier Strahlungen hinaus. Nur erfolgen diese hier durch ein Lichtfilter und es entsteht die Frage, ob das Ergebnis von der Natur des Filters unabhängig ist. Die experimentelle Antwort auf diese Frage ist bisher bejahend ausgefallen, und man wird umgekehrt für solche Messungen das Postulat aufstellen können, daß nur solche Filter verwendet werden, welche diese Gleichheit ergeben.

Von anderer Beschaffenheit ist dagegen der Farbton. Hier muß man grundsätzlich eine Abhängigkeit der Bestimmungen von der Beleuchtung und dem Auge zugeben. Es ist also eine Normalbeleuchtung zu definieren. Zurzeit dient als solche Tageslicht. Dies ist zwar eine ziemlich unbestimmte Definition; sie reicht aber erfahrungsmäßig aus. Ich habe niemals Messungsverschiedenheiten durch Verschiedenheiten des Tageslichtes beobachtet, wenn ich mich innerhalb vernünftiger Grenzen um Mittag ($\pm$ 2 bis 3 Stunden im Winter, $\pm$ 4 bis 6 Stunden im Sommer) hielt. Ebensowenig habe ich Verschiedenheiten bei verschiedenen Beobachtern (ich habe nur mit farbtüchtigen gearbeitet) gesehen, so daß auch die etwa vom Auge abhängigen Abweichungen die sonstigen Messungsfehler nicht überschreiten.

Im übrigen hängt das Ergebnis der Farbtonmessung von der Richtigkeit ab, mit welcher die Grundteilung des Farbtonkreises ausgeführt ist. Da man eine derartige Teilung mittels der Lehre vom Farbenhalb an die Wellenlängen des Lichts anschließen kann, ist es möglich, sie von der Dauerhaftigkeit der Farbstoffe, mit denen sie ausgeführt ist, ganz unabhängig zu machen. Ebenso kann man bei späterer Berichtigung der Teilung die erforderlichen Korrekturen objektiv definieren und damit etwaige Fehler unschädlich machen.

Der Schwarzgehalt der kalten Farben. Die Erfahrung lehrt, daß die Farben Veil, Ublau, Eisblau und Seegrün an Oberflächen nicht ohne einen beträchtlichen Schwarzgehalt herstellbar sind, der etwa halb so viel beträgt, wie die Vollfarbe und sich auf keine Weise entfernen läßt. Die Ursache dieser Besonderheit liegt sehr wahrscheinlich in der Beschaffenheit unseres Sehorgans. Auch zeigt sich dieser „natürliche" Schwarzgehalt mit der Vollfarbe so organisch verbunden, daß er den Eindruck der Reinheit bei jenen Farben nicht stört. Neben einem Blau mit 0,4 Schwarz sieht ein Gelb mit 0,4 Schwarz schmutzig aus, wenn auch beide den gleichen Weißgehalt haben. Sollen beide den Eindruck gleicher Reinheit machen, so muß daß Gelb praktisch rein genommen werden.

Demgemäß muß die Definition des Schwarzgehaltes der Farbnormen für die genannten „kalten" Farben so abgeändert werden, daß rund ein Drittel Vollfarbe durch Schwarz ersetzt wird. Der Anteil ist indessen nicht konstant, sondern eine Funktion des Weißgehaltes; er nimmt zu, wenn dieser abnimmt. Die Gesetze dieser sehr bemerkenswerten Erscheinung sind noch nicht bekannt. Daher müssen einstweilen die Normen in dem genannten Gebiet empirisch festgelegt werden. Da in den Normen der Gehalt an Vollfarbe nicht zum Ausdruck kommt (er berechnet sich aus Weiß und Schwarz nach $v = 1 - w - s$), so erstreckt sich die Abweichung der Definition allein auf den Schwarzgehalt; der normmäßige Weißgehalt wird durchaus nicht betroffen.

Die erfahrungsmäßigen Schwarzgehalte der kalten Farben haben folgende Werte:

ca 11	*ea* 19	*ga* 22	*ia* 27	*la* 34	*na* 42	*pa* 56
	ec 50	*gc* 51	*ic* 53	*lc* 57	*nc* 60	*pc* 67
		ge 66	*ie* 68	*le* 71	*ne* 74	*pe* 79
			ig 79	*lg* 81	*ng* 83	*pg* 86
				li 87	*ni* 89	*pi* 90
					nl 92	*pl* 93
						pn 95

Die normalen Schwarzgehalte der warmen Farben Laubgrün, Gelb, Kreß, Rot sind $a = 11$, $c = 44$, $e = 64$, $g = 78$, $i = 86$, $l = 91$, $n = 94$.

Schluß. Wie man erkennt, stellt sich die neue Farbenlehre als ein vielfach in sich und mit den älteren Ergebnissen der Wissenschaften verankertes System heraus, dessen Bestandteile so mannigfaltige und unabhängige gegenseitige Bestätigungen ergeben haben, daß es grundsätzlich als gesichert angesehen werden kann. Deshalb ist es auch möglich gewesen, es konsequent und zusammenhängend zu normen.

Doch muß betont werden, daß die quantitativen Unterlagen dieses Systems zwar ausreichen, um die nachgewiesenen Zusammenhänge zu sichern und eine für die Praxis zurzeit ausreichende Normung durchzuführen, daß aber damit nur die erste Genauigkeitsschicht erreicht und bearbeitet ist. Sache der Wissenschaft und der mit ihr verbundenen Technik wird es sein, in geduldiger Arbeit den Bau Stein für Stein zu prüfen, die Geltungsgrenzen der Gesetze zu ermitteln und die erforderlichen Maßbestimmungen — ich erinnere nur an die Urteilung des Farbtonkreises — mit einer Genauigkeit durchzuführen, welche für die praktische Arbeit nicht nur ausreicht, sondern deren gegenwärtige Erfordernisse erheblich übertrifft. Denn dies ist die zuverlässigste Grundlage weiterer Fortschritte.

(Eingegangen am 22. Februar 1921.)



Originalmitteilungen.

Strahlenqualität und Spannung bei der Coolidge-Röhre.

(Mitteilung aus der Phys.-Techn. Reichsanstalt.)

Von Hermann Behnken.

Der wesentlichste Vorteil der Coolidge-Röntgenröhre gegenüber den gasgefüllten Röntgenröhren besteht in der freien Wählbarkeit und der guten Definition ihrer Betriebsbedingungen. Bei Benutzung der gashaltigen Röhren sind wir in bezug auf die Qualität der erzeugten Strahlung an das gebunden, was die betreffende Röhre bei dem gerade in ihr herrschenden Druck zu bieten vermag, wobei es besonders unangenehm ist, daß sich die Röhre während des Betriebes dauernd ändert, ein Übelstand, dem man durch Gasdruckregulierungseinrichtungen mannigfacher Art zu begegnen sucht. Da die Coolidge-Röhre praktisch gasfrei ist, fällt hier der unsichere Einfluß des Gasdruckes fort, und die Faktoren, welche die Strahlenqualität beeinflussen, liegen nun einzig und allein außerhalb der Röhre, nämlich in der zur Speisung der Röhre dienenden Hochspannungsquelle, wie dies im folgenden näher auseinandergesetzt wird.

Der Einfluß der Spannung auf die Strahlenqualität ist vielfach Gegenstand eingehender physikalischer Untersuchungen gewesen.[1] Als deren wichtigstes Ergebnis ist die strenge Gültigkeit der Einsteinschen Quantenbeziehung in der Form:

$$V \cdot \lambda_0 = 12{,}3$$

zu verzeichnen. (Es bedeutet V die an der Röhre liegende Spannung in Kilovolt. Wenn es sich nicht um eine konstante Gleichspannung handelt, so ist unter V die Höchstspannung, also im Falle eines technischen Wechselstromes die Scheitelspannung zu verstehen. λ_0 ist die Wellenlänge des härtesten, bei der Spannung V ausgesandten Strahlenanteiles in Ångström-Einheiten $= 10^{-8}$ cm.) Die Wellenlänge ist das physikalisch exakte Maß für die Strahlenqualität. Sie ist mit dem vom Einfluß der Streuung gereinigten Absorptionskoeffizienten μ verknüpft durch die Beziehung

$$\mu = A \cdot \lambda^{2,8},$$

wo A eine für die absorbierende Substanz charakteristische Konstante bedeutet.[2] Will man lieber die Halbwertschicht H einführen, so benutzt man die bekannte Formel:

$$\mu = \frac{\ln 2}{H},$$

woraus folgt:

$$\frac{\ln 2}{H} = A \cdot \lambda^{2,8} \quad \text{oder} \quad H = \frac{\ln 2}{A \cdot \lambda^{2,8}}.$$

Für manche Substanzen, z. B. für Aluminium, ist μ in seiner Abhängigkeit von λ auch experimentell bestimmt worden, wobei dann die Streuung mit gemessen wurde.[1]

Um den Inhalt der Formeln etwas zu veranschaulichen, sei folgendes Beispiel mitgeteilt: Eine Spannung V von 80 KV. liefert eine härteste Strahlung von der Wellenlänge

$$\lambda_0 = \frac{12{,}3}{80} = 0{,}154 \text{ Å.-E.}$$

Für diese ist der Absorptionskoeffizient im Aluminium gemessen worden zu $\mu = 0{,}45 \text{ cm}^{-1}$, welches einer Halbwertschicht von

$$H = \frac{\ln 2}{0{,}45} = \frac{0{,}7}{0{,}45} = 1{,}56 \text{ cm Aluminium}$$

entspricht. Eine Spannung von 40 KV. dagegen liefert als härtesten Strahlungsanteil die Wellenlänge $\lambda_0 = \frac{12{,}3}{40} = 0{,}308$ Å.-E. mit einem Absorptionskoeffizienten von $\mu = 1{,}5$, entsprechend einer Halbwertschicht von $H = \frac{0{,}7}{1{,}5} = 0{,}47$ cm. Die angegebenen Zahlen gelten wohl gemerkt nur für den allerhärtesten im Strahlengemisch vertretenen Strahlungsanteil, dessen Intensität im Vergleich zu der übrigen vorhandenen weicheren Strahlung nur gering ist, so daß sich bei einer Messung der Halbwertschicht der Gesamtstrahlung natürlich viel kleinere Werte ergeben.

Über die oben genannte Einsteinsche Beziehung hinaus wurde experimentell nachgewiesen, daß auch die relativen Intensitäten, mit welchen die weicheren Strahlenanteile in der Gesamtstrahlung vertreten sind, durch die an der Röhre liegende Spannung eindeutig festgelegt sind.[2] Die Art dieses Zusammenhanges wurde endlich dargestellt durch eine mathematische Formel[3], die mit guter Annäherung die gesamte spektrale Energieverteilung für eine Coolidge-Röhre mit Wolframantikathode für Spannungen bis zu etwa 70 KV. zu berechnen gestattet. Oberhalb dieser

[1] Zusammenstellung bei E. Wagner, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik, **16** (1919), 190 ff.

[2] Glocker, Phys. Zeitschr. **19** (1918), 66.

[1] Barkla und White, Philos. Mag. **34** (1917), 272. — Hull und Rice, Phys. Rev. **8** (1916), 326. — Siegbahn und Winghard, Physikal. Zeitschr. **21** (1920), 83.

[2] Behnken, Zeitschr. f. Physik, **3** (1920), 48. Vgl. auch A. Hull, The Amer. Journ. of Röntgenology, **2** (1915), 893 und A. Dauvillier, Annales de Phys. [9] **13** (1920), 49—134.

[3] Behnken, Zeitschr. f. Physik **4** (1920), 241.

Spannung gilt die Formel nur für denjenigen Teil der Strahlung, dessen Wellenlänge größer ist als diejenige der sogenannten Wolfram-K-Strahlung, welche bei etwa 0,18 Å.-E. liegt. Für die Zwecke der Tiefentherapie, welche ja weit härterer Strahlen bedarf, bringt daher die Formel in ihrer jetzigen Gestalt keinen erheblichen Nutzen. Dagegen liefert sie uns für Zwecke, die Spannungen über 70 KV. nicht erfordern, wie die Hauttherapie und die Durchleuchtungs- und Aufnahmetechnik, alle Aufschlüsse, die wir zur völligen Beherrschung der Qualität der von der Coolidge-Röhre ausgesendeten Strahlung nötig haben. Welchermaßen dies der Fall ist, sollen die folgenden Ausführungen lehren. Auf die mathematischen Zusammenhänge näher einzugehen ist hier nicht der Ort. Dieserhalb sei auf die zitierte Arbeit verwiesen. Es soll hier nur an Hand graphischer Darstellungen der Inhalt der Formel erläutert und auf die Praxis angewendet werden.

Die Formel lautet in der für die Rechnung bequemsten Form:

$$\frac{E_\nu \cdot \nu^2}{c} = Q \cdot \nu^{2,8}\left[1 - e^{-\frac{q}{\nu^{2,8}}(\nu_0 - \nu)}\right] \cdot e^{\mu_\nu \cdot d}.$$

Hierin bedeutet:

$\nu \cdot 10^{18}$ die Frequenz der Strahlung, welche mit der Wellenlänge λ verknüpft ist durch die Gleichung $\nu \cdot 10^{18} \cdot \lambda = c$, wo c die Lichtgeschwindigkeit $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec vorstellt.

E_ν ist die Intensität, mit welcher die Strahlung der Frequenz $\nu \cdot 10^{18}$ im Spektrum vertreten ist.

$\nu_0 \cdot 10^{18}$ ist die höchste im Spektrum auftretende Frequenz, die aus der kürzesten Wellenlänge λ_0 bzw. der Spannung V berechnet wird nach der Formel:

$$\nu_0 \cdot 10^{18} = \frac{c}{\lambda_0} = \frac{c \cdot V}{12,3}.$$

Q und q sind Konstanten, die im wesentlichen vom Antikathodenmaterial abhängig sind. Q wird außerdem durch die Wahl der Maßeinheit für die Intensität bestimmt. Wenn es, wie in unserem Falle zunächst, auf bestimmte Einheiten nicht ankommt, kann $Q = 1$ gesetzt, mithin als Faktor fortgelassen werden. q liegt für Wolfram als Antikathodenmaterial ungefähr bei 3,6.

e ist die Basis des natürlichen logarithmischen Systems. Der Faktor $e^{-\mu_\nu \cdot d}$ gibt den absorbierenden Einfluß der Glaswand der Röhre wieder. μ_ν ist der Absorptionskoeffizient des Glases für Strahlen von der Frequenz $\nu \cdot 10^{18}$. d ist die Dicke der Glaswand in cm. Für den Vergleich mit der physikalischen Messung ist es erwünscht, die Formel so umzuwandeln, daß darin an Stelle von ν und ν_0 die Wellenlängen λ und λ_0, und an Stelle von E_ν die Energie für die Wellenlänge E auftritt. Dies gelingt leicht, indem man einsetzt: E_λ für $\frac{E_\nu \cdot \nu^2}{c}$ und $\frac{c \cdot 10^{-18}}{\lambda}$ bzw. $\frac{c \cdot 10^{-18}}{\lambda_0}$ für ν und ν_0.

Auf diese Weise kann man die Formel dazu benutzen, die Verteilung der Strahlungsenergie auf die verschiedenen Wellenlängen bzw. Härtegrade bei konstantem Strom durch die Röhre und beliebigen an der Röhre liegenden Spannungen unterhalb 70 KV. zu berechnen. So ist die Fig. 1

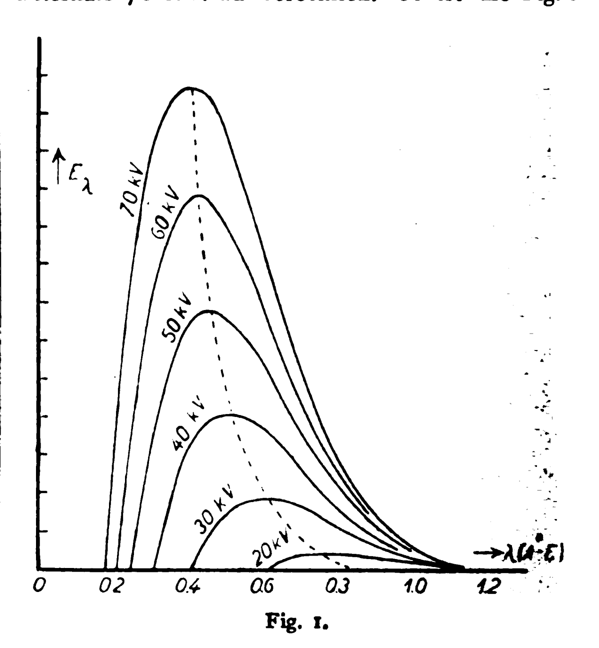


Fig. 1.

entstanden, in welcher als Abszissen die verschiedenen Wellenlängen λ in Å.-E. und als Ordinaten die zugehörigen Intensitäten E_λ in willkürlichen Einheiten eingezeichnet sind. Die an die Kurven geschriebenen Zahlen geben die Höhe der konstanten Gleichspannung, für die die betreffende Kurve gilt, an. Als Dicke der Glaswand wurde für die Berechnung 0,88 mm angenommen, ein Wert, der für eine durch Ulrey[1]) gemessene Röhre als zutreffend gefunden war.[2]) Die Kurven liefern uns die quantitative Bestätigung einer Reihe von qualitativ bereits bekannten Tatsachen. Zunächst sieht man, daß auch bei Verwendung von konstanter Gleichspannung die Gesamtstrahlung äußerst inhomogen ist, denn sie erstreckt sich stets über einen beträchtlichen Wellenlängenbereich. Die weichste noch mit merklicher Intensität vorhandene Strahlung hat stets eine Wellenlänge von etwa 1,15 Å.-E. Dies rührt nicht etwa daher, daß weichere Strahlen in der Röhre nicht entstehen, sondern daher, daß die weicheren Strahlen in der Glaswand der Röhre zu stark absorbiert werden, um nach außen zu gelangen. Die kurzwellige,

[1]) Phys. Rev. **11** (1918), 401.

[2]) Behnken, a. a. O.

also harte Grenze des Spektrums verschiebt sich mit wachsender Spannung zuerst schnell und dann immer langsamer zu kleineren Werten von λ, entsprechend dem oben genannten Einsteinschen Gesetz. Die gleiche, nur nicht ganz so starke Verschiebung beobachten wir an der mit maximaler Intensität vertretenen Wellenlänge. (Siehe die punktierte Linie.) Dies bedeutet, daß die mittlere Härte der Strahlung mit wachsender Spannung dauernd zunimmt. Am meisten fällt jedoch das Anwachsen der Intensitäten aller Wellenlängen, also der Gesamtstrahlung, mit wachsender Spannung in die Augen. Die Intensität E der Gesamtstrahlung kann zahlenmäßig aus der Fig. 1 entnommen werden als der Inhalt der von der betreffenden Kurve mit der Abszissenachse eingeschlossenen Fläche und wird am einfachsten durch Ausmessen mit einem Planimeter ermittelt. Trägt man die so gefundene Gesamtstrahlung E als Funktion der Spannung graphisch auf, so findet man eine bei etwa 11 KV. beginnende, mit wachsender Spannung immer mehr ansteigende, nach oben hin konkave Kurve, die in Fig. 2 dargestellt ist. Eine nähere Betrachtung der Kurve zeigt, daß E in dem unteren Teile der Kurve bis zu etwa 50 KV. proportional mit dem Quadrat der Spannung ansteigt. Für höhere Spannungen wird der Anstieg allmählich langsamer. Ein derartiger Verlauf der Gesamtintensität ist mehrfach auch experimentell festgestellt worden.[1]) Da sich die Gesamtintensität exakt in absolutem Maße (Kalorien pro Sekunde) messen läßt, liegt hier eine Möglichkeit vor, die Konstante Q der Strahlungsformel in absolutem Maße zu bestimmen. Dadurch wäre dann ein Weg geboten, auch die Bestimmung der Dosis in absolutem Maße (Kalorien pro ccm) durchzuführen. Die Bearbeitung dieser Aufgabe ist in der Physikalisch-technischen Reichsanstalt in Angriff genommen worden.

Die Kurven der Figuren 1 und 2 bezogen sich alle auf den gleichen Röhrenstrom. Richten wir nunmehr unser Augenmerk anstatt auf die Konstanz der Stromstärke vielmehr auf die Konstanz der der Röhre zugeführten elektrischen Leistung (Spannung · Stromstärke) und betrachten für diesen Fall die ausgesandte Gesamtstrahlung in ihrer Abhängigkeit von der Spannung, so gewinnen wir eine Vorstellung von dem Wirkungsgrad der Röhre. Hierunter ist das Verhältnis der als Röntgenstrahlen ausnutzbaren Leistung zu der der Röhre zugeführten Leistung zu verstehen. Damit bei gesteigerter Spannung die zugeführte Leistung die gleiche bleibt, müssen wir die Stromstärke entsprechend verringern. Damit verringert sich die Gesamtstrahlungsintensität im gleichen Verhältnis. Um somit aus der Kurve der Fig. 2 die Kurve für den Verlauf der Strahlungsenergie bei konstanter zugeführter Leistung, d. h. also den Wirkungsgrad W, als Funktion der Spannung zu bekommen, haben wir die Ordinaten der Fig. 2

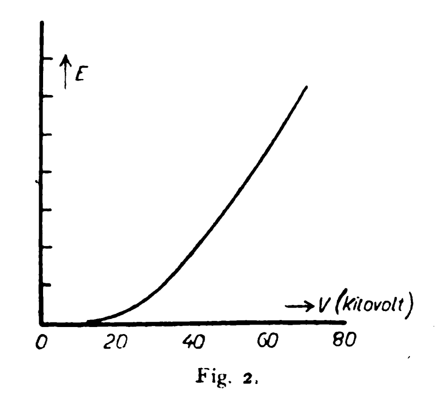


Fig. 2.

durch die zugehörigen Spannungen zu dividieren. Das Ergebnis zeigt Fig. 3. Wie man sieht, ist der Wirkungsgrad unterhalb etwa 11 KV. = 0, d. h. es verläßt überhaupt keine Röntgenstrahlung das Rohr. Dann steigt der Wirkungsgrad zuerst allmählich an, um im Bereich von 20 bis 50 KV. einen nahezu geradlinigen Verlauf anzunehmen. Der Wirkungsgrad wächst also hier ungefähr proportional der Spannung. Darüber hinaus wird

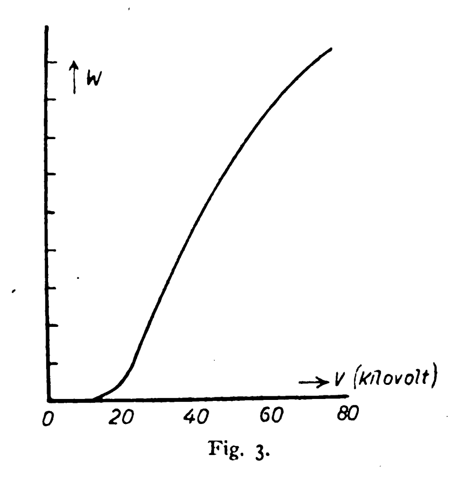


Fig. 3.

der Anstieg langsam flacher. Jedenfalls wird der Wirkungsgrad um so günstiger, je höher die Spannung ist. Da nun alle Röntgenröhren nur eine bestimmte zugeführte Maximalleistung vertragen, hat es hiernach den Anschein, als ob es zur Erzielung einer großen Dosis am einträglichsten wäre, die Röhre mit möglichst hoher Spannung bei entsprechend kleiner Stromstärke zu betreiben. Die zahlenmäßige Berechnung lehrt jedoch, daß dies ein Irrtum ist.

Unter der Dosis möge die von einem Volumenelement des bestrahlten Körpers absorbierte Rönt-

[1]) Vgl. Pohl, Die Physik der Röntgenstrahlen. Braunschweig 1913. S. 17 ff.

genstrahlenenergie dividiert durch dieses Volumenelement verstanden werden. Die Dosis wird aus der zugestrahlten Energie durch Division mit der Halbwertschicht[1]) berechnet oder, was, abgesehen von einem konstanten Faktor, auf das gleiche hinauskommt, durch Multiplikation mit dem Absorptionskoeffizienten. Die Dosis pro Zeiteinheit werde als Dosisleistung bezeichnet. Hiernach können wir aus den Kurven der Fig. 1 durch Multiplikation der Ordinaten mit den zugehörigen Absorptionskoeffizienten berechnen, in welchem Maße sich jede einzelne Wellenlänge an der Dosisleistung beteiligt, bzw. wie die letztere von der Spannung abhängt. Das Ergebnis dieser Rechnung für Aluminium als bestrahlten Körper zeigt Fig. 4, in welcher die Dosisleistung D_λ als Funktion

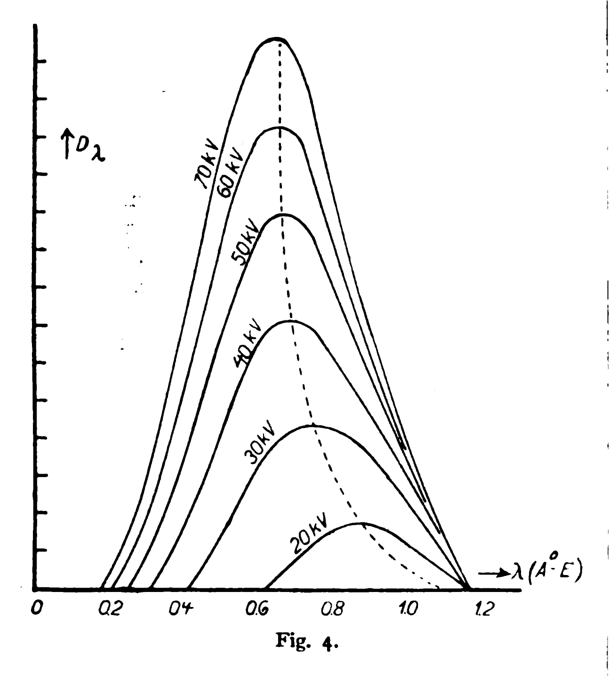


Fig. 4.

der Wellenlänge bei verschiedenen Betriebsspannungen und konstantem Röhrenstrom aufgetragen ist. Da das Verhältnis der Absorptionskoeffizienten des Aluminiums zu denjenigen des Körpergewebes für die in Betracht kommenden Wellenlängen als konstant betrachtet werden kann, veranschaulichen die Kurven der Fig. 4 auch die Dosisleistung im Körpergewebe. Der Gesamtwellenbereich, über den sich die Dosisleistung erstreckt, ist naturgemäß der gleiche wie derjenige der ausgestrahlten Energie in Fig. 1. Die Art der Verteilung auf die einzelnen Wellenlängen ist dagegen wesentlich anders. Insbesondere verschiebt sich das Maximum der Kurven gegenüber der Fig. 1 allgemein zu größeren λ. Zudem ist die mit wachsender Spannung eintretende Linksverschiebung der Maxima viel geringer. Oberhalb 50 KV. hört sie praktisch ganz auf, d. h. die an der Dosis hauptsächlich beteiligte Strahlenqualität bleibt von dieser Spannung an die gleiche. Zwar kommen bei wachsender Spannung noch härtere Strahlungen hinzu, doch ist die von diesen erzeugte Dosis gering gegen die gesamte Dosis.

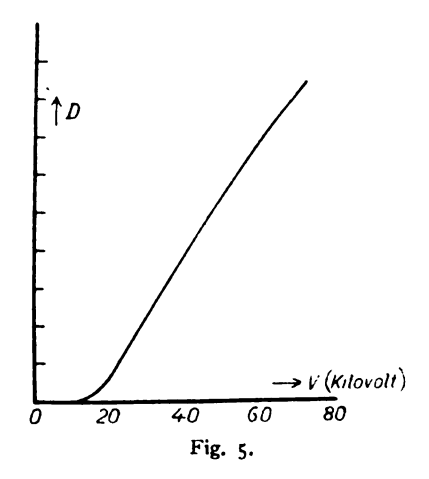


Fig. 5.

Auch hier läßt sich wieder durch Planimetrieren der Kurven die gesamte Dosisleistung D als Funktion der Spannung ermitteln. Den Verlauf zeigt Fig. 5. Die Dosis setzt hiernach bei etwa 11 KV.

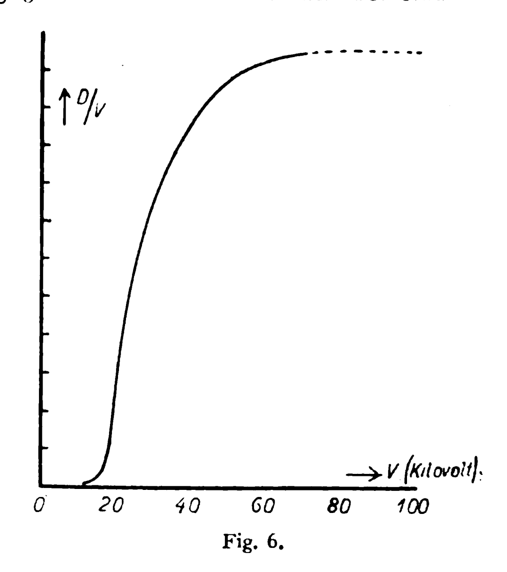


Fig. 6.

allmählich ein und steigt von ungefähr 20 KV. ab nahezu proportional mit der Spannung. Dividieren wir aber nun die Ordinaten der Fig. 5 durch die zugehörigen Spannungen, um die Dosisleistung pro Einheit der zugeführten elektrischen Leistung zu bekommen, so entsteht das Bild der Fig. 6. Auch hier sehen wir das allmähliche Einsetzen bei etwa 11 KV. Danach folgt ein anfangs sehr steiler, allmählich aber flacher werdender Anstieg, der

[1]) Vgl. Christen, Messung und Dosierung der Röntgenstrahlen. Hamburg 1913. S. 71.

bei etwa 70 KV. ganz aufhört. Von hier ab wächst also die Dosisleistung pro Einheit der der Röhre zugeführten elektrischen Leistung nicht mehr mit der Spannung, so daß für die Zwecke der Oberflächentherapie eine Erhöhung der Spannung über 70 KV. keine größere Ausbeute mehr bietet.

Die bisherige Rechnung bezog sich nur auf die Dosisleistung unmittelbar an der Oberfläche des bestrahlten Körpers. Aber auch die Änderung der Dosis nach Quantität und Qualität, die diese beim Eindringen in die bestrahlte Substanz infolge der Absorption erfährt, läßt sich rechnerisch eingehend verfolgen. Um die Dosisleistung in der Tiefe d cm zu bekommen, haben wir nur die

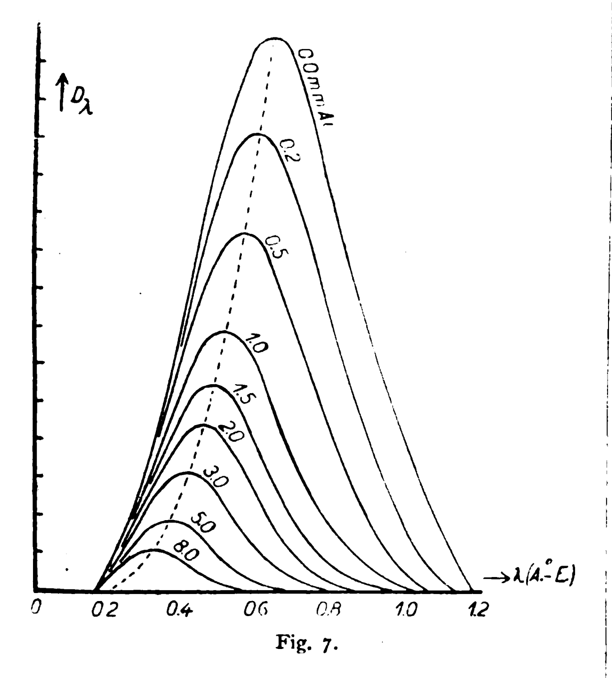


Fig. 7.

Dosisleistung an der Oberfläche, so wie sie aus Fig. 4 abzulesen ist, mit dem Faktor $e^{-\mu_\lambda \cdot d}$ zu multiplizieren. μ_λ ist der Absorptionskoeffizient der bestrahlten Substanz für die Wellenlänge λ. Die Rechnung wurde für die Spannung 70 KV. für verschiedene Eindringungstiefen von 0 bis 8 mm in Aluminium durchgeführt. Die Übertragung der Ergebnisse auf das Gewebe des menschlichen Körpers bietet auch hier keine Schwierigkeit. Es sind dafür nur die Zahlen für die durchstrahlte Schichtdicke etwa 10 mal so groß zu nehmen, also statt 1 mm ist 1 cm zu setzen. Die für Aluminium errechnete Dosisleistung in verschiedenen Tiefen als Funktion der Wellenlänge zeigt Fig. 7. Aus der Figur ist zu ersehen, daß die kurzwellige Grenze der Dosis für alle Tiefen die gleiche bleibt wie an der Oberfläche. Die langwelligen Strahlen dagegen verschwinden mehr und mehr beim tieferen Eindringen, wobei sich gleichzeitig das Maximum der Dosisleistung zu kürzeren Wellen verschiebt. Die „härtende" Wirkung eines Strahlenfilters prägt sich hier sehr anschaulich aus. Durch Planimetrieren der Kurven finden wir wieder die gesamte spektral nicht zerlegte Dosisleistung in ihrer Abhängigkeit von der Eindringungstiefe. Wie diese verläuft, zeigt die Kurve der Fig. 8. Man sieht, daß die oberen Schichten den Löwenanteil bekommen. Die vom Aluminium absorbierte Leistung nimmt zuerst sehr rasch, dann aber immer allmählicher ab. Die Fig. 8 ist nichts weiter, als

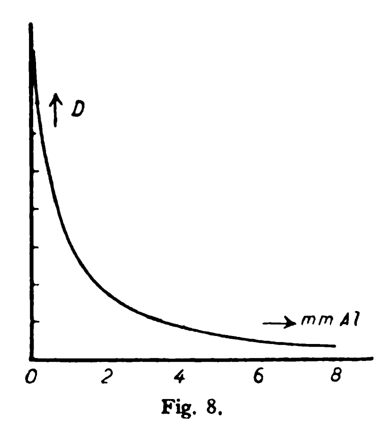


Fig. 8.

eine Absorptionskurve, wie sie zur Charakterisierung eines Strahlengemisches vielfach üblich ist. Gewöhnlich wird dabei ein logarithmisches Raster benutzt, d. h. statt der Größe D selbst wird deren Logarithmus als Ordinate aufgetragen. Fig. 9 zeigt dieselbe Kurve in dieser Darstellungsweise.

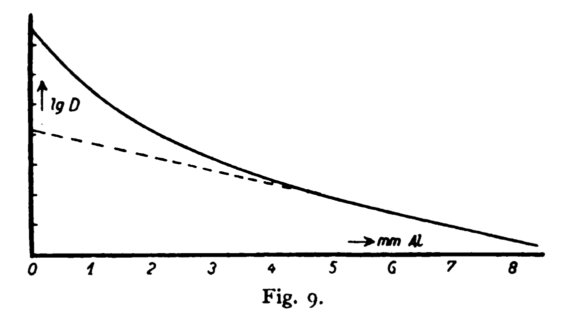


Fig. 9.

Man pflegt eine Strahlung, für welche eine derartige Kurve einigermaßen geradlinig verläuft, als „praktisch homogen" zu bezeichnen. Den wahren Sinn dieses Ausdruckes läßt ein Vergleich von Fig. 7 und Fig. 9 erkennen. Nach der Kurve der Fig. 9 sollte man von etwa 5 mm Aluminium ab „praktische Homogenität" vermuten. Ein Blick auf die Fig. 7 lehrt jedoch, daß sich das unter 5 mm Aluminium wirksame Strahlungsgemisch über ein Spektralgebiet von 0,18 bis etwa 0,65 Å.-E. (nahezu 2 Oktaven) erstreckt. Die härtesten Strahlen haben dementsprechend einen Absorptionskoeffizienten für Aluminium von 0,53 cm^{-1} gegen etwa 10,0 cm^{-1} bei dem weichsten Strahlungsanteil.

Dies entspricht den Halbwertschichten 1,32 cm und 0,07 cm. Man sieht also auch hier wieder, wie irreführend die sogenannte Absorptionsanalyse sein kann.

Die bisherigen Ausführungen bezogen sich auf den rechnerisch einfachsten Fall einer konstanten Gleichspannung am Röntgenrohr. Leider erfordert jedoch die praktische Verwirklichung dieses Falles recht erhebliche technische Mittel, so daß die konstante Gleichspannung zum Betriebe von Röntgenröhren bisher nur in größeren physikalischen Laboratorien zu Forschungszwecken angewendet werden konnte. Die medizinische Praxis dagegen ist auf die Verwendung von Induktorimpulsen oder von geeignet hergerichteten hochgespannten Wechselstrom angewiesen, so daß also die Spannung sich mit der Zeit periodisch verändert. Auch diese Fälle sind der Rechnung, die freilich dann etwas umständlicher wird, sehr wohl zugänglich, wenn nur der zeitliche Verlauf der Spannung bekannt ist. Um diesen zu ermitteln, gibt es mehrere gute Methoden, z. B. die Verwendung der Gehrckeschen Glimmlichtröhre in verschiedener Art[1]), oder auch die Braunsche Röhre.[2]) Im folgenden soll für einige typische Beispiele eines zeitlich veränderlichen Spannungsverlaufes die spektrale Energieverteilung berechnet und mit derjenigen bei Gleichspannung verglichen werden.

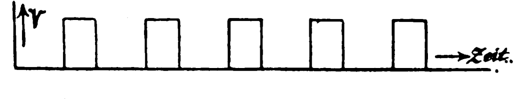


Fig. 10.

Betrachten wir zunächst die „zerhackte Gleichspannung", deren Verlauf in Fig. 10 schematisch dargestellt ist. Da hierbei die an der Röhre liegende Spannung während der Aussendung der Röntgenstrahlen immer die gleiche ist, unterscheidet sich in diesem Falle die ausgesandte Strahlungs-

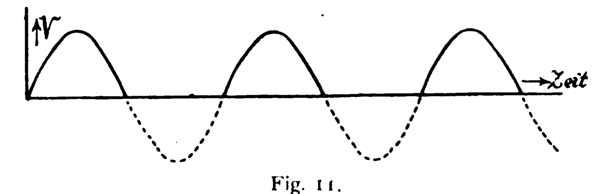


Fig. 11.

qualität nicht von derjenigen bei konstanter Gleichspannung. Die zerhackte Gleichspannung stellt einen Idealfall vor, dem man sich in der Praxis zwar nähern, den man aber nicht vollkommen erreichen hann.

Praktisch verwirklichen läßt sich dagegen ein sinusförmiger Spannungsverlauf, wie ihn Fig. 11 veranschaulicht. Für die Erzeugung von Röntgenstrahlen kommen nur die Impulse einer Richtung in Frage. Unter Verwendung von Gleichrichtern läßt sich daraus die Spannungskurve der Fig. 12 herstellen. Beide Formen unterscheiden sich hinsichtlich des entstehenden Strahlengemisches nicht

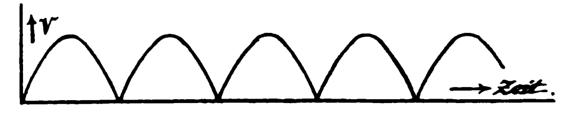


Fig. 12.

voneinander. Wohl aber besteht ein erheblicher Unterschied gegenüber der konstanten Gleichspannung. Da sich nämlich bei der Sinusform die Spannung mit der Zeit periodisch ändert, so ist dasselbe mit der Strahlenqualität der Fall. Für die Wirkung ausschlaggebend ist der zeitliche Mittelwert, den die Intensität E_λ für jede einzelne Wellenlänge annimmt. Um diesen zu ermitteln, berechnet man für jedes λ zunächst den Verlauf von E_λ als Funktion der Zeit, indem man für jeden Zeitpunkt diejenige Spannung zu Grunde legt, die in diesem Zeitpunkte an der Röhre besteht. Um aus der so entstandenen Kurve den zeitlichen Mittelwert zu bekommen, hat man über die Zeit zu integrieren, d. h. wiederum den Flächeninhalt der Kurve zu ermitteln, und diesen dann durch die Zeitdauer, für welche die Berechnung durchgeführt wurde, zu dividieren. Es genügt dabei, als Zeitdauer eine Viertelperiode zu nehmen, da sich nach deren Ablauf der gleiche Vorgang, wenn auch in umgekehrter Reihenfolge, wiederholt. Führt man in dieser Weise die Berechnung aus, dann findet man die ganze spektrale Energieverteilung so, wie sie praktisch zur Wirkung gelangt. Es ist leicht einzusehen, daß die Höhe der Frequenz der zur Verwendung kommenden Wechselspannung keine Rolle spielt. Ein Einfluß der Frequenz auf die Strahlenqualität, wie sie vor kurzem Lilienfeld[1]) gefunden zu haben glaubt, findet also in dieser Theorie keinen Ausdruck. Fig. 13 zeigt das Ergebnis der Rechnung für eine sinusförmige Wechselspannung mit dem Scheitelwert 70 KV. (Siehe die mittlere Kurve.) Zum Vergleich ist die Intensitätsverteilung bei konstanter Gleichspannung für die gleiche Milliamperezahl und im gleichen Maßstabe eingezeichnet. (Obere Kurve.) Wie man sieht ist für Gleichspannung und sinusförmige Spannung der gesamte umfaßte Spektralbereich der gleiche. Bei der sinusförmigen Spannung hat jedoch für alle Wellenlängen die Intensität be-

[1]) Vgl. z. B. Diesselhorst, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. **9** (1907), 317. — Voltz, Archiv f. Elektrot. **9** (1920), 247. Daselbst auch weitere Literaturangaben.

[2]) Zenneck, Phys. Zeitschr. **14** (1913), 226. — Wehnelt, Ann. d. Phys. **27** (1915), 1112.

[1]) Lilienfeld, Leipziger Ber., math.-phys. Kl. **71** (1919), 113.

trächtlich abgenommen. Betrachten wir als Maß für die Gesamtintensität die Flächeninhalte der beiden Kurven, so finden wir, daß sich diese ungefähr wie 2 : 1 verhalten. Nun ist freilich bei der sinusförmigen Spannung die der Röhre zugeführte Leistung geringer. Um diese als Produkt von Strom und Spannung zu bekommen, haben wir bei der Wechselspannung nicht den Scheitelwert, sondern den effektiven Wert während einer Impulsdauer einzusetzen, welcher im Verhältnis 0,707 : 1 kleiner ist. Mit einer Phasenverschiebung brauchen wir beim Glühkathodenröntgenrohr nicht zu rechnen. Berücksichtigt man dies, so findet man für das Verhältnis der Wirkungsgrade bei Gleichspannung und bei sinusförmiger Spannung den Wert 2 : 1,4 oder 1 : 0,7.

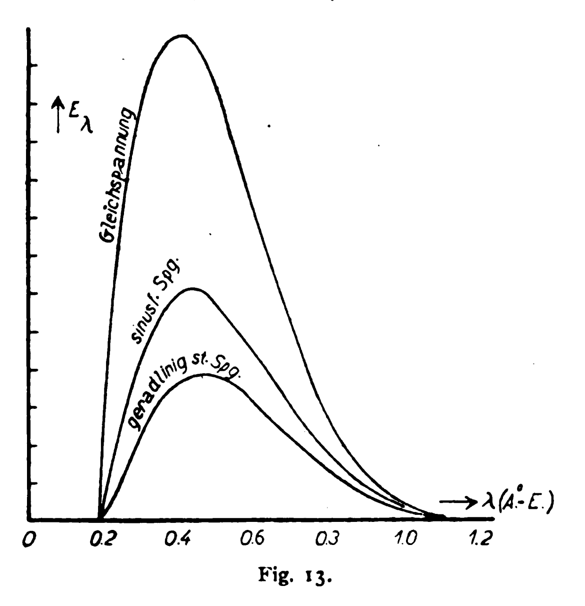


Fig. 13.

Betrachten wir nunmehr die Qualität der Strahlung in beiden Fällen, so sehen wir bei der sinusförmigen Spannung eine kleine Verschiebung des Maximums nach längeren Wellen hin. Vergleichen wir aber die Ordinatenverhältnisse der beiden Kurven für verschiedene Wellenlängen, so finden wir für die Größe E_λ (sin)/E_λ (Gleichsp.) die in der zweiten Kolumne der folgenden Tabelle eingetragenen Werte:

λ	$\frac{E_\lambda \text{ (sin)}}{E_\lambda \text{ (Gleichsp.)}}$	$\frac{E_\lambda \text{ (linear)}}{E_\lambda \text{ (Gleichsp.)}}$
0,25	0,328	0,149
0,50	0,505	0,339
0,75	0,598	0,442
1,00	0,735	0,629

Die Zahlen werden mit wachsender Wellenlänge beträchtlich größer, d. h. die sinusförmige Spannung gibt einen relativ viel größeren Anteil an weicher Strahlung als die Gleichspannung. Das ist für manche Zwecke unerwünscht. Aus diesem Grunde und um einen besseren Wirkungsgrad zu erzielen ist man bestrebt gewesen, den Spannungsverlauf an der Röhre günstiger zu gestalten. Ein Mittel hierzu bietet sich darin, daß man die Spannung mit Hilfe eines synchron umlaufenden Nadelschalters immer nur so lange an die Röhre legt, wie sie eine gewisse nicht zu geringe Höhe aufweist. Man hält also die niedrigen Spannungswerte, die die Nachteile verursachen, von der Röhre fern. Der Spannungsverlauf nimmt dann die in Fig. 14 schematisch dargestellte Form an. (Siehe die ausgezogene Linie.) Diese Form nähert sich derjenigen der idealen zerhackten Gleichspannung bereits sehr. Nun hat aber Voltz[1])

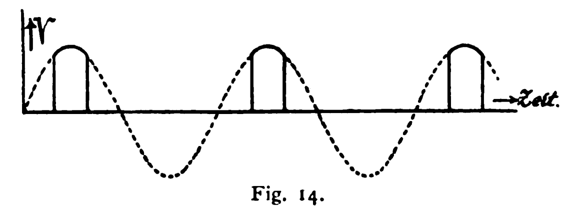


Fig. 14.

darauf hingewiesen, daß ein rotierender Nadelschalter ebenso wie jede Funkenstrecke sehr leicht zu Hochfrequenzvorgängen Veranlassung gibt, die sich der Betriebsspannung überlagern und bewirken können, daß die nahezu rechteckigen Spannungsimpulse der Fig. 14 in eine Reihe von sinusförmigen Impulsen zerrissen werden. Der Verlauf der Spannung wird dann etwa so, wie ihn Fig. 15 in schematischer Darstellung wiedergibt.

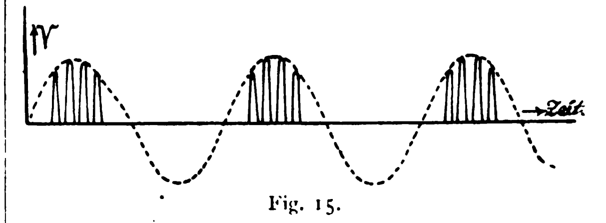


Fig. 15.

Dadurch wird der vom Nadelschalter erhoffte Vorteil nicht nur illusorisch, sondern sogar in einen Nachteil verwandelt. Denn wir haben nunmehr anstelle des ursprünglichen sinusförmigen Spannungsverlaufes, bei dem wenigstens die Amplitude konstant war, nunmehr einen sinusförmigen Verlauf, bei dem auch die Amplitude noch schwankt. Hierdurch wird der Wirkungsgrad noch weiter herabgedrückt und der Anteil an weicher Strahlung weiter vermehrt. Wenn also die Hochfrequenzerscheinungen aus irgendwelchen Gründen nicht beseitigt werden können, so ist es vorteilhafter, auf das Herausgreifen der Hochspannung zu verzichten und als Ventil lieber eine Ventilröhre mit Glühkathode zu nehmen, bei welcher

[1]) Voltz, l. c.



die schädlichen Hochfrequenzerscheinungen nicht zu erwarten sind.

Zum Schluß sei noch eine dritte typische Form des Spannungsverlaufes behandelt, bei welcher die Spannung linear ansteigt und abfällt. Einen derartigen Verlauf nähern sich vielfach die Induktorimpulse an. Die schematische Darstellung zeigt Fig. 16. Man könnte geneigt sein, einen derartigen Verlauf wegen der Steilheit des Anstieges und Abfalles für besonders günstig zu halten. Die quantitative Überlegung an Hand unserer Formel zeigt jedoch, daß dies nicht der Fall ist. Ebenso wie die Frequenz belanglos ist, hat es garkeine Bedeutung, ob die Kurve steil oder flach verläuft. Sofern nur die Kurvenform geradlinig und dreieckig mit scharfer Spitze ist, bekommen wir immer wieder genau das gleiche relativ weiche Strahlungsgemisch bei verhältnismäßig schlechtem Wirkungsgrad. Das Ergebnis der Rechnung für den geradlinig ansteigenden Spannungsverlauf bei einer

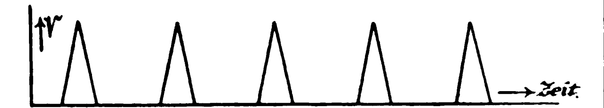


Fig. 16.

Scheitelspannung von 70 KV. zeigt die untere Kurve der Fig. 13 die im gleichen Maßstabe für dieselbe Milliamperezahl dargestellt ist, wie die beiden anderen Kurven. Wie man sieht, wird die Strahlungsausbeute noch ungünstiger als bei der sinusförmigen Spannung. Das Maximum verschiebt sich weiter um eine Kleinigkeit zu längeren Wellen. Die Ordinatenverhältnisse gegenüber der Gleichspannung für verschiedene Wellenlängen sind in der dritten Kolumne der Tabelle auf Seite 159 verzeichnet. Die Bevorzugung der weichen Strahlen tritt hier noch stärker hervor, als bei der sinusförmigen Spannung. Die durch Ermittlung des Flächeninhaltes bestimmte Gesamtintensität ist nicht ganz ein Drittel von derjenigen bei Gleichspannung. Da beim geradlinig ansteigenden Spannungsverlauf das Verhältnis von Scheitelspannung zu effektiver Spannung 1 : 0,577 ist, ergibt sich für das Verhältnis der Wirkungsgrade ungefähr 3 : 1,7 oder 1 : 0,58.

Wir erkennen, daß die Zahlen für das Verhältnis des Wirkungsgrades bei einer beliebigen Spannungsform zu demjenigen bei Gleichspannung nahezu die gleichen sind, wie die Verhältniszahlen der effektiven Spannung zur Scheitelspannung. Dieses Gesetz gilt um so genauer, je höher die betreffenden Spannungen sind. Daraus ist zu entnehmen, daß ein beliebiger Spannungsverlauf einen um so besseren Wirkungsgrad liefert, je mehr sich das Verhältnis seiner effektiven Spannung zur Scheitelspannung dem Werte 1 : 1 nähert. Hiernach sind die verschiedenen Spannungskurven leicht zu bewerten.

Eine experimentelle Bestätigung für die berechneten Kurven der Fig. 13 liefert die bereits zitierte Arbeit von A. Dauvillier[1]), in welcher die spektralen Energieverteilungen bei konstanter Gleichspannung, bei sinusförmiger Spannung und bei Induktorimpulsen messend verglichen wurden.

Zusammenfassung.

An Hand einer Formel, welche den Zusammenhang des von einer Coolidge-Röhre mit Wolfram-Antikathode ausgesandten Röntgenstrahlengemisches mit der an der Röhre liegenden Spannung darstellt, wird dargelegt, in welcher Weise sich der Wirkungsgrad und die Dosis bis zu Spannungen von etwa 70 KV. berechnen lassen. Verschiedene Formen des zeitlichen Spannungsverlaufes werden hinsichtlich des damit zu erreichenden Wirkungsgrades miteinander verglichen. Es ergibt sich, daß diejenige Spannungskurve die günstigste ist, bei welcher sich das Verhältnis von Scheitelspannung zu effektiver Spannung am meisten dem Werte 1 : 1 nähert.

[1]) l. c.

(Eingegangen am 25. Februar 1921.)

Die Beziehungen der Kapillarität zur Lorentz-Kontraktion und zum Relativitätsprinzip, ein Versuch zur praktischen Ausnutzung dieser Hypothesen.

Von R. v. Dallwitz-Wegner.

Bisher hat man die Konsequenzen der hypothetischen Lorentz-Kontraktion auf die inneren Verhältnisse der Körper noch wenig beachtet. vielfach sieht man ja die Lorentz-Kontraktion als eine nicht ganz ernst zu nehmende Hilfsannahme an, hier aber soll einmal versucht werden, was die Lorentz-Kontraktion als leitendes Prinzip mit Hilfe des Relativitätsprinzipes in der Erklärung des physikalischen Verhaltens von Körpern leisten kann. Als zu betrachtendes Gebiet sei das der kapillaren Erscheinungen gewählt, in dem es noch viel zu klären gibt.

In Fig. 1 sind oben in einer schematischen Seitenansicht, unten in Draufsicht zwei „parallele Platten", P_1 und P_2, veranschaulicht, die senkrecht in einem Flüssigkeitsbehälter G stehen, durch d mm lange Stege S getrennt, so daß sie einen gleichmäßig breiten Spalt von d mm Breite zwischen sich lassen. In diesem kapillaren Spalt steigt die Flüssigkeit hoch auf eine Steighöhe

$$h = \frac{2\,\alpha}{d\,\delta}\ \text{mm}\,. \qquad (1)$$

wenn δ die Dichte der Flüssigkeit und β die individuelle Oberflächenspannung der Flüssigkeit gegen das Plattenmaterial ist (β ist die „Lenardzahl", näheres über diese Größe findet man in meiner Arbeit: Das Wesen der Kapillarität, ihre Beziehungen zur Schmierergibigkeit der Schmieröle

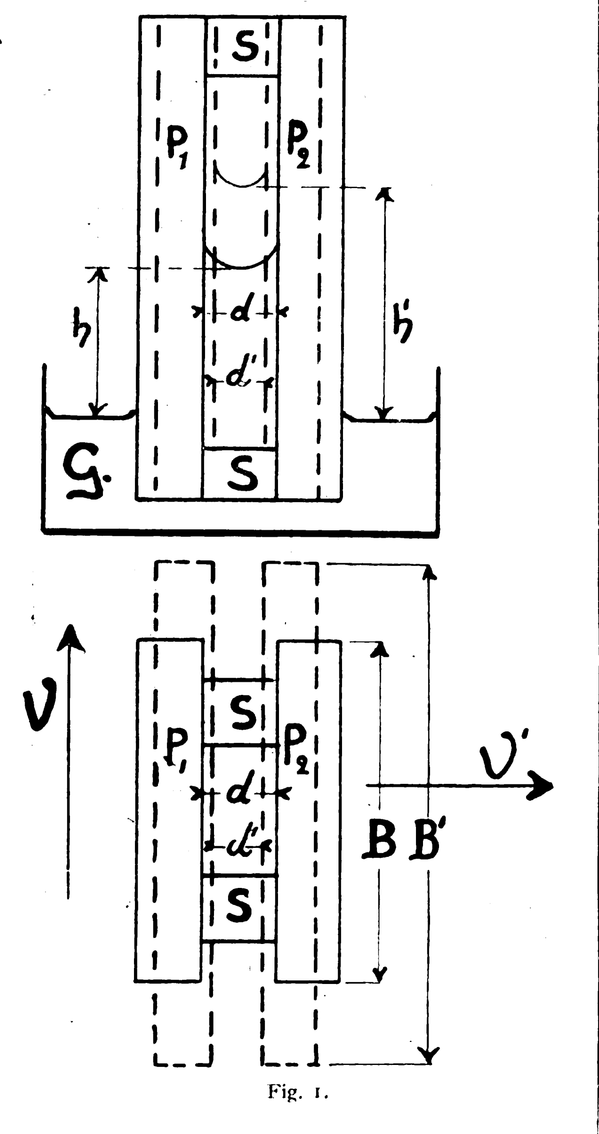


Fig. 1.

und zur Schmierfähigkeit der Metalle, in der Zeitschrift: Petroleum, Heft 8 u. 9 von 1920). Gleichung 1 gilt nur für verhältnismäßig breite Platten, sie wird aber bereits erfüllt, wenn die Plattenbreite $B = 10\,d$ mm ist. Es ist ferner

$$\beta = a \cos \theta \text{ mg/mm}, \tag{2}$$

wenn a die Oberflächenspannung der Flüssigkeit gegen Luft, und θ der individuelle Randwinkel der Flüssigkeit gegen das Plattenmaterial ist. Näheres darüber weiter unten. Die Abmessungen B, d, h mögen zutreffen, wenn das Plattenpaar P mit dem Gefäß G so gestellt ist, daß die Spaltrichtung in die V-Richtung der absoluten Bewegung des Plattenortes (mit der Erde etc.) liegt, wie in Bild 1 unten durch den Pfeil V und die ausgezogenen Umrisse der Draufsicht angedeutet ist. Die Stege S stehen dann senkrecht auf der Richtung der Geschwindigkeit V. Wird das Gefäß bzw. werden die Platten P nun um eine senkrechte Achse um 90^0 gedreht, so daß der Spalt quer zum Vektor V zu stehen kommt, wie in Bild 1 unten an den gestrichelten Umrissen zu sehen ist; als Bewegungsrichtung gilt nun der Pfeil V'; so verlangt die „Lorentz-Kontraktion", daß die Platten schmäler werden, ihre Breite B mm wächst auf eine Breite B', und die Stege S, die in der V-Stellung d mm lang waren, schrumpfen auf eine Länge von d' mm. Dadurch wird der Spalt ebenfalls enger, von d mm auf d' mm. Das Maß der Lorentz-Kontraktion, das uns aber hier nicht weiter interessiert, ist bekanntlich, mit Bezug auf z. B. die Steglänge

$$d' = d \sqrt{1 - \frac{V_2}{c^2}} = d\left(1 - \frac{V^2}{2\,c^2}\right) \text{mm},$$

wenn c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Man könnte nun annehmen, daß sich dadurch die Steighöhe der Flüssigkeit nach (1) ändert, sie wird nun sein

$$h' = \frac{2\,\beta'}{d'\,\delta'} \text{ mm}, \tag{3}$$

worin nach (2) die Spannung

$$\beta' = a' \cos \theta' \text{ mg/mm} \tag{4}$$

wird. Das Relativitätsprinzip fordert nun, daß $h' = h$ sei, weil man sonst aus der Feststellung des Unterschiedes $(h - h')$ mm die absolute Geschwindigkeit V des Plattenortes berechnen könnte. Der Unterschied ist zwar nur sehr klein, aber im Prinzip ist der Unterschied doch feststellbar. Wäre in (3) die Spannung $\beta' = \beta$, die Dichte $\delta' = \delta$, und würde $V = 30$ km/sek bzw. 300 km/sek, so würde der Unterschied $(h - h') = {}^1/_{10000}$ mm erreichen, wenn der Spalt so bemessen wird, daß $h = 20$ bzw. 2 m ist. Man kann noch andere Einrichtungen angeben, z. B. bei denen die Anziehungskraft der beiden Platten P_1 und P_2 infolge der kapillaren Flüssigkeitswirkung gemessen wird, die noch weit empfindlicher und handlich genug sind, solche Unterschiede messend festzustellen. Das Relativitätsprinzip verlangt aber, wie gesagt, daß $h = h'$ sei, und andere Untersuchungsergebnisse fordern als Ausweg die Lorentz-Kontraktion. Sehen wir nun zu, welche Konsequenzen dies für unser Problem hat.

a) Die Dichte δ: Kann sich δ durch die Lorentz-Kontraktion ändern? In Fig. 2 steht ein „rundes" Gefäß G, das Flüssigkeit F und eine Metallplatte M enthält, in der im Bild gekenn-

zeichneten Stellung zur absoluten Geschwindigkeit V. Die Draufsicht des Gefäßes wird dadurch elliptisch. Die Molekeln m der Flüssigkeit F und des Metalls M werden deshalb in der V-Richtung notwendigerweise enger zusammengedrängt, als in der geometrisch senkrecht dazu stehenden Richtung.

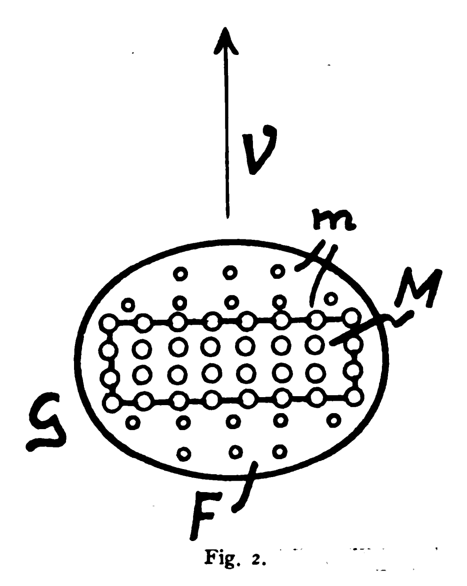


Fig. 2.

die „freien Weglängen sind also in der V-Richtung kleiner als in der Richtung senkrecht dazu. Die Platte M ist „schmal" in der V-Richtung, „breit" in der anderen Richtung. Wird nun G um 90^0 gedreht, Fig. 3, so wechselt die freie Weglänge

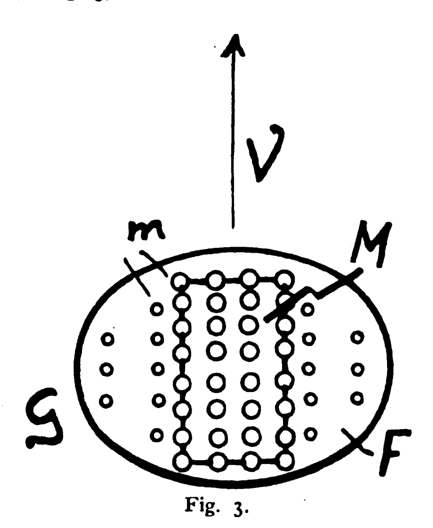


Fig. 3.

entsprechend und der Querschnitt von M wird nun gedrungener. In der vertikalen senkrecht zur Zeichnung stehenden Richtung wird durch Drehungen von G offenbar nichts geändert. Insgesamt gestalten sich die Verhältnisse so, daß durch Drehungen des Gefäßes G weder die Dichte der Flüssigkeit, noch die Dichte des Metalls irgendwie geändert wird, sonst müßte ja die Dichte δ bei fortgesetzten Drehungen sich fortgesetzt in einer Richtung verändern. Nur darauf beziehen sich die Änderungen durch die Lorentz-Kontraktion: in der V-Richtung sind die freien Weglängen der Molekeln kleiner, in der jeweilig dazu senkrechten Richtung größer, als der mittleren freien Weglänge bzw. der Dichte δ des Stoffes entspricht.

β) Die Oberflächenspannung α: Das Verhalten der Oberflächenspannung α der Flüssigkeit gegen Luft, von der die uns hier interessierende Spannung β nach (2) und (4) abhängt, wird am deutlichsten, wenn man α nach der Bügelmethode Fig. 4 bestimmt denkt (den entsprechenden Apparat erhält man bei Arthur Pfeiffer in Wetzlar). Ein Drahtbügel B mit zwei parallelen Schenkeln vom Abstand l mm taucht in die Flüssigkeit F. Eine Kraft P mg zieht den Bügel nach oben (der

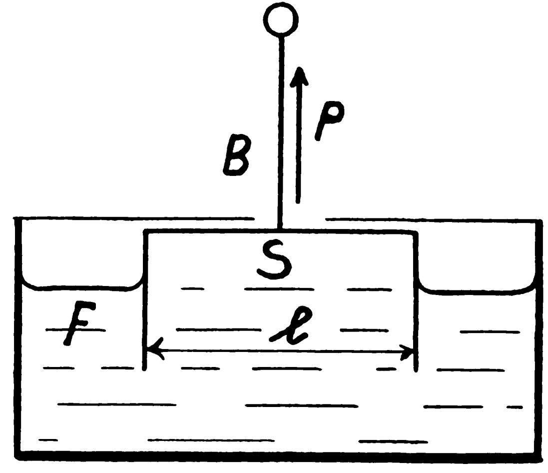


Fig. 4.

Bügel wird an den einen Arm einer feinen Wage gehängt), dabei bildet sich zwischen den Schenkeln des Bügels der Flüssigkeitsschleier S. Erreicht P den Wert P_1 mg, so reißt der Schleier ab. Wird der Bügel ohne Schleier in der Abreißstellung durch die Zugkraft P_2 mg gerade getragen, so ist $P_1 - P_2$ mg die Abreißkraft, und die Oberflächenspannung der Flüssigkeit gegen Luft wird

$$\alpha = \frac{P_1 - P_2}{2\,l} \text{ mg/mm.} \qquad (5)$$

Nach dem Relativitätsprinzip soll sich $(P_1 - P_2)$ mg nicht ändern mit der Stellung des Bügels zur V-Richtung, sonst wäre ja V bestimmbar. Nach dem Lorentz-Prinzip soll aber die Schenkelspreizung von l mm auf l' mm kleiner werden, wenn der Bügel mit seiner Schenkelebene aus der senkrecht zum Vektor V stehenden Richtung in die V-Richtung gedreht wird. Das Maß der Verkürzung ist oben angegeben. Deshalb muß α in der V-Richtung der Schenkelebene größer sein, als in der dazu

senkrechten Richtung des Bügels. Wäre die Vergrößerung bzw. Änderung von α mit der Stellung des Bügels irgendwie feststellbar, so könnte man den absoluten Betrag von V ermitteln. Das Relativitätsprinzip verlangt, daß die Ermittlung unmöglich ist. Aus diesen Verhältnissen ergibt sich aber jedenfalls, in Verbindung mit dem weiter oben gefundenen: Die Oberflächenspannung α wird größer mit der größeren freien Weglänge der Molekeln (denn wenn die Schenkelebene in der V-Richtung steht, ist α größer; die Flüssigkeitsrichtung senkrecht dazu, die für das Zustandekommen der Oberflächenspannung maßgebend ist, ist aber die mit der größeren freien Weglänge), und kleiner mit der freien Weglänge.

Nach Lenard (Probleme komplexer Moleküle, Teil II, S. 5 ff., Sitzungsberichte der Heidelberger Akademie der Wissenschaften, Verlag Winter, Heidelberg 1914) ist $\alpha = K \cdot \lambda$, wenn K der „Normaldruck" auf die Flüssigkeit, und λ ein gewisser Teil der Wirkungssphäre der Molekeln bedeutet. Da K nicht gut in verschiedenen Richtungen der Flüssigkeit verschieden sein kann, denn P wird in Atm. ausgedrückt, so wird λ oder die Wirkungssphäre mit α ab- und zunehmen. Die Wirkungssphären nehmen also mit der freien Weglänge zu und ab, und die Wirkungssphären sind Ellipsoide.

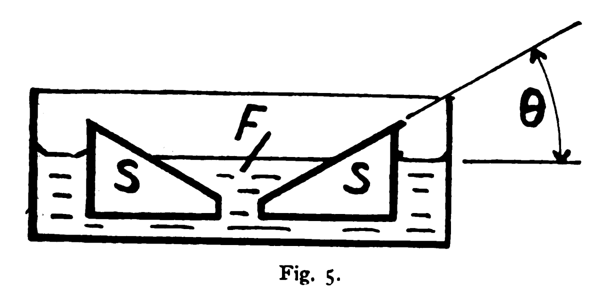


Fig. 5.

γ) Der Randwinkel θ: Der Randwinkel θ einer Flüssigkeit gegen ein bestimmtes Metall usw. kann am anschaulichsten direkt mit dem Thetameter (Hersteller Arthur Pfeiffer, Wetzlar) bestimmt werden, dessen Prinzip Fig. 5 erkennen läßt. Zwei Schienen S aus dem Material, gegen das der Randwinkel der Flüssigkeit ermittelt werden soll, tauchen in diese Flüssigkeit F. Die Schienen besitzen eine sich vom einen Ende zum anderen gleichmäßig ändernde Neigung zur Oberfläche der Flüssigkeit, und die Flüssigkeit bildet mit dieser jeweiligen Neigung ihren Randwinkel aus. Ist die Neigung gleich dem Randwinkel θ, so steht die Flüssigkeit, mit dem Randwinkel θ, also vollkommen eben gegen die schräge Schienenwand an. An dieser Stelle sind in Bild 5 die Schienen geschnitten gedacht. Man kann diese Stelle bei Messungen leicht finden, da kurz vorher die Flüssigkeitsoberfläche konkav, kurz dahinter aber konvexe Oberfläche besitzt. Da die Neigungswinkel der Schienen auf den schrägen Oberflächen von Grad zu Grad und Bruchteilen davon eingraviert sind, so kann man den Randwinkel der Flüssigkeit ohne weiteres angeben. Würde sich nun θ mit der Stellung der Schienen S zum Vektor V ändern, so würde man das im Prinzip sofort konstatieren können, da die Lorentz-Kontraktionen am Maße der Neigungswinkel nichts ändern kann. Nach dem Relativitätsprinzip muß also θ konstant bleiben, unabhängig von der Lorentz-Kontraktion, oder der jeweiligen freien Weglänge der Molekeln (ein und derselben Flüssigkeit). Versuche über den Einfluß der Flüssigkeitstemperatur auf den Randwinkel ließen in der Tat erkennen, daß θ sich mit der Temperatur nicht ändert, was eine Bestätigung des eben Gesagten sein könnte.

Nun ist aber

$$\cos \theta = \frac{\beta}{\alpha},$$

ist nun θ unabhängig von der Lorentz-Kontraktion, so muß sich die Spannung β wie α im gleichen Maße ändern, β muß mit der freien Weglänge der Flüssigkeit und des Metalls kleiner oder größer werden.

Wir fanden: In Gleichung (3) ist $h = h'$, weil β sich genau wie d durch die Lorentz-Kontraktion geändert hat, und β wird kleiner mit der freien Weglänge der Flüssigkeits- und der Metallmolekeln. Wir können aber auch konstatieren, daß die Steighöhe h' relativ kleiner ist, als die Steighöhe h (das ist der springende Punkt): denn der Spalt ist ja enger geworden durch die Lorentz-Kontraktion. Nach dem Jurinschen Gesetz müßte sein

$$h' = h \frac{d}{d'} \text{ mm}.$$

Daraus wollen wir nun schließen: Die Steighöhe einer Flüssigkeit ist (ganz im allgemeinen, näheres präzisieren wir noch weiter unten) um so kleiner, je kleiner die freien Weglängen der Molekeln sind.

Erhitzt man ein Plattenkapillarimeter mit der darin befindlichen Flüssigkeit, so wird bekanntlich die Steighöhe mit wachsender Temperatur kleiner. Im Anschluß an das Dargelegte kann man das so deuten, daß die freien Weglängen und damit die Wirkungssphären (vergl unter β), oder besser: die Molekularkräfte mit wachsender Temperatur abnehmen. Daß die Wirkungssphären in dieser Weise abnehmen, folgt ja auch aus anderen Überlegungen und ist nichts neues, aber dieser Zusammenhang mit der Relativitätstheorie ist neu. Daß die freien Weglängen mit wachsender Temperatur abnehmen sollen, wäre nur so erklärlich, daß K Atm., der Normaldruck, den man für normale Verhältnisse $K = 82 \cdot \delta : M \cdot \alpha$ Atm. setzen kann, (δ = Stoffdichte bei der Bezugstemperatur, bezogen auf Wasser von 4°, M = relatives Molekulargewicht, α =

kubischer Wärmeausdehnungskoeffizient bei der Bezugstemperatur; über die Herleitung der Gleichung aus der Temperaturgleichung vergl. meine oben angegebene Arbeit im „Petroleum"), mit der Temperaturzunahme langsamer abnimmt, als die Wirkungssphäre der Molekeln. Lenard gibt in der angegebenen Arbeit: „Komplexe Moleküle" mathematische Beziehungen für diese Verhältnisse an. Die Molekeln werden mit zunehmender Temperatur „dicker", aber „(Attraktions)-kraftloser".

Untersucht man die Steighöhen h verschiedener Flüssigkeiten gegen Platten aus einer bestimmten Metallsorte, so müßten hiernach die Steighöhen h um so kleiner sein, je kleiner die freien Weglängen der Flüssigkeitsmolekeln sind. Die Steighöhe h ein und derselben Flüssigkeit gegen verschiedenartige Metallwände wird nach dem Lorentz- und Relativitätsprinzip um so kleiner ausfallen müssen, je kleiner relativ die freien Weglängen (bzw. die Molekularkräfte) der Molekeln des jeweiligen Metalls sind. Falls sich nicht andre Einflüsse stärker geltend machen. In dieser Beziehung liegt mir nun ein reiches Untersuchungsmaterial vor, wovon in nachstehender Tabelle eine Reihe mitgeteilt sei, die ich mit einem genauen Kapillarimeter, mit dem man h auf 1:1000 mm messen kann (von Arthur Pfeiffer in Wetzlar), erhalten habe. Als Flüssigkeit war ein Knochenöl gewählt, und die Metallplatten P, Bild 1, bestanden aus den in der Tabelle angegebenen Stoffen, die nach der Lenardspannung β geordnet sind, die sie zeigten, bzw. nach der erreichten Steighöhe h mm, die das Öl erkennen ließ. Bemerkenswert ist, wie gut sich die Legierungen nach ihren Komponenten in die Reihe einordnen. Die Metallplatten wurden vorher mit dem Öl gut benetzt, und dann wurde h festgestellt. Bisher nahm man nun an, daß unter diesen Umständen die Flüssigkeit gegen alle möglichen Metallwände die gleiche Steighöhe zeigen müsse, nach der Formel $h = 2\,a:d\,\delta$, weil Randwinkel $\theta = 0$ wird. Man sieht, daß diese Ansicht irrig ist. Der Grund der verschiedenartigen Steighöhe muß natürlich in der verschiedenartigen Molekelkraft der verschiedenartigen Metallsorten liegen. Zur Kennzeichnung der Molekelkraft ist in der Zusammenstellung auch das Elastizitätsmodul E Atm. angegeben (aus Landolt und Börnstein entnommen). Der Wert E Atm. wächst mit der Stärke der molekularen Anziehung, er nimmt ab mit wachsender Temperatur, wegen Verminderung der molekularen Anziehung. Ferner ist der Normaldruck K Atm. angegeben, der das Metall zusammenhält, der auch mit der molekularen Anziehung wächst und mit wachsender Temperatur abnimmt. Mit $K = 50000$ Atm. sind die Körper noch fast flüssig (Quecksilber hat $K = 30000$ Atm.), mit K = etwa 100000 Atm. sind die Körper spröde, mit K = etwa 200000 Atm. „fest". Der Druck K Atm. komprimiert die Gesamtheit der Molekeln ständig auf das normale Körpervolumen. (Bei Gasen im gewöhnlichen Zustand wird $K = 1$ Atm., aber durch äußere Kräfte, um Gase handelt es sich hier aber nicht.) In diesem Zustand stehen die repulsiven Molekelkräfte (die Abstoßungskräfte der gleichnamig geladenen Teile der Molekeln) und die kontraktiven Molekularkräfte (die Anziehungskräfte der ungleichnamig geladenen Teile der Molekeln) miteinander im Gleichgewicht. Das Gleichgewicht ist eine Funktion der Molekelentfernung bzw. der freien Weglänge. Belastet man den Körper mit K Atm. auf Zug, so gehen die Molekeln auseinander, praktisch meist vollständig, wobei komplizierte molekulare Vorgänge auftreten, die uns hier nicht interessieren. An dem Maße von E gemessen dehnt er sich auf das $K:E$-fache aus. Der molekulare Zusammenhalt ist zwar im gewöhnlichen unbelasteten Zustande absolut durch K gekennzeichnet, im belasteten Zustande, wenn sich die freien Weglängen und damit die kontraktiven Kräfte ändern, durch E, aber allgemein vergleichsweise wird der Zusammenhalt bei (kleinen) Änderungen der freien Weglänge durch $K:E$ gekennzeichnet, je größer $K:E$ ist, desto kleiner ist der so definierte molekulare Zusammenhalt, die Molekularkraft bei kleinen Änderungen der freien Weglänge. Der Wert $\varDelta = E:K$ kann also als Kontraktionsfaktor dienen. Je kleiner $\varDelta$ ist, desto kleiner ist auch nach der Tabelle die Lenardkraft β und damit die Steighöhe h mm, nach der Tabelle wenigstens in der allgemeinen Tendenz. Die angegebenen Werte für E sind nur Tabellenwerte, auch die Bestandteile von K sind aus Tabellen entnommen, während die wirklichen Werte von den jeweiligen Eigenschaften des individuellen Stücks Metall abhängen. Danach trifft also die direkt aus dem Relativitätsprinzip und dem Lorentzprinzip geschöpfte Vermutung zu, daß die Steighöhe h von Flüssigkeiten in kapillaren Räumen abhängt von den kontraktiven Eigenschaften der beteiligten Molekeln, und die Laplacesche Formulierung dieser Verhältnisse bedarf der Reformierung.

Es gibt noch andere Methoden zur Feststellung der Molekularkräfte und -wege, aber zur Zeit sind sie noch ungenauer als die gewählten. Sicher wird man in Zukunft mal sehr genau über diese Dinge orientiert sein, aber trotzdem wird man diese Kenntnis nicht dazu benutzen können, die Lorentzkontraktion numerisch zu bestimmen, womit man ja V, die absolute Geschwindigkeit des Kapillarimeterortes errechnen könnte, denn das Maß der Lorentzkontraktion fällt aus allen solchen Rechnungen heraus, im Sinne des Relativitätsprinzipes, so, als gäbe es überhaupt keine Lorentzkontraktion. Das Gefundene ist ja auch kein Beweis für das Lorentzprinzip, die Lorentzkontraktion war uns aber das Leitmotiv, als Prinzip „als ob", das zuerst

Spannungsreihe einiger Metalle in bezug auf die Lenardspannung β mg/mm gegen Knochenöl, nebst der Steighöhe h mm des Öls zwischen zwei gleichartigen ebenen Platten der verschiedenen Metallarten bei 0,4 mm Spaltbreite, dem Elastizitätsmodul E Atm., dem Normaldruck K Atm., der die Metallmolekeln zusammenhält, dem Kontraktionsfaktor $\Delta = E:K$ der verschiedenen Metallarten, alles bei Zimmertemperatur:

Metallart	β mg/mm	h mm	K Atm.	E Atm.	$\Delta = E:K$
Zink	3,466	18,96	106000	1030000 Voigt	9,85
Stahl	3,416	18,69	367000	2091000 Mercadier	5,70
Aluminium	3,385	18,52	123000	720000 Slotte	5,85
Cadmium	3,309	18,10	75600	500000 Kohlrausch	6,60
Antimon	3,267	17,87	144000	—	—
Schmiedeeisen	3,265	17,86	350000	2050000 Baumeister	5,85
Gußeisen	3,265	17,86	343000	1800000 Kohlrausch	5,27
Neusilber {Kupfer, Zink, Nickel}	3,265	17,86	—	1209400 Pscheidl	—
Nickel	3,263	17,85	336000	2030000 Voigt	6,05
Silber	3,248	17,77	135000	589700 Cl. Schäfer	4,37
Platin	3,243	17,74	350000	1551800 Wertheim	4,44
Gold	3,226	17,65	195000	758000 Voigt	3,88
Magnesium	3,199	17,50	80000	426000 Voigt	5,32
Messing {Kupfer, Zink}	3,177	17,38	—	922000 Voigt	—
Wismut	3,164	17,31	100000	319000 Voigt	3,19
Aluminiumbronze	3,128	17,11	—	—	—
Kupfer	3,056	16,71	248000	1085000 Voigt	3,82
Zinn (gegossen)	3,020	16,52	81000	170000 Hess	2,10
Blei	3,008	16,42	53300	149000 Cl. Schäfer	2,88

etwas voraussagen läßt, das nachher auf anderm Wege als richtig erkannt werden kann, worauf das Leitmotiv wieder in der Versenkung verschwindet.

Zusammenfassung: Hier deutete die hypothetische Lorentzkontraktion im Verein mit dem Relativitätsprinzip zuerst an: Die Lenardkraft β nimmt ab mit der freien Weglänge der Molekeln. Aus andern Beobachtungen schlossen wir dann: mit der freien Weglänge nimmt die positive molekulare Anziehungskraft ab. Daraus ergab sich dann was sich auch anderweitig stützen ließ: Die Lenardkraft β bzw. die kapillare Steighöhe nimmt mit der Molekelkraft ab. Dieser Schluß sieht nun recht einfach, ja, selbstverständlich aus, und man kann gleich ebenso selbstverständlich eine Fülle von Analogien angeben, in denen sich mit wachsender Temperatur, also ebenfalls mit abnehmender Molekelkraft gewisse Größen verändern, z. B. das Elastizitätsmodul E, die Dielektrizitätskonstante D, der elektrische Widerstand w usw., und man hat nun eine Grundlage zu weiteren Untersuchungen, eine Grundlage, deren Einfachheit und Selbstverständlichkeit erst nachher einleuchtet, wenn man sie hat. Alles Molekulare ist ja noch dunkel, seit jeher schiebt man gern alles Unerklärbare kurzerhand ins Molekulare. Da bietet sich die Lorentzkontraktion als Arbeitsprinzip; vielleicht ist es nur ein brauchbarer Wegweiser für die Untersuchungsideen, aber vielleicht ist auch wirklich dieses Maß in den Dingen.

(Eingegangen am 27. Dezember 1920.)



Die Entstehung und die Art des Flugzeugschalles.

Von E. Waetzmann.

Wer jemals versucht hat, aus der Art des Schalles den Typ eines Flugzeuges zu bestimmen, wird erstaunt gewesen sein, wie schwer es überhaupt ist, den Flugzeugschall zu analysieren. Ähnliche Schwierigkeiten habe ich bisher nur bei der Analyse von Glockenklängen gefunden, und auch hierbei nicht in dem gleich starken Maße wie bei dem Flugzeugschall. Es ist oft kaum möglich, die Höhe eines Haupttones des Flugzeuges herauszufinden, geschweige denn genaue Angaben über die Zusammensetzung des Klanges bzw. Geräusches zu machen. Natürlich kommt es vor, daß ein Flugzeug längere Zeit hindurch auf einem konstanten Tone gehört wird; in der Regel enthält aber der Schallkomplex des Flugzeuges neben den eigentlichen Geräuschen, die in der Nähe oft jede Klangempfindung überdecken, eine ganze Anzahl verschieden starker Töne, von denen bald der eine bald der andere vorherrschend ist, die fast dauernd ihre Höhe mehr oder weniger stark und mehr oder weniger plötzlich ändern, und die teilweise noch von Schwebungen begleitet sind. Infolge dieser komplizierten Verhältnisse ist in der sonst so hoch entwickelten Flugzeugtechnik die akustische Seite der Angelegenheit bisher sehr schlecht weggekommen. Und doch ist die Frage nach der Art des Flugzeugschalles nicht nur vom rein physikalischen Standpunkte aus interessant, sondern in zweifacher Beziehung auch von erheblicher praktischer Bedeutung. Apparate zum Abhören von Flugzeugschall, namentlich zum Abhören auf große Entfernungen, lassen sich erst dann konstruieren, wenn die Art des abzuhörenden Schalles bekannt ist; und ebenso sind diese Kenntnisse notwendig, um systematisch an der Beseitigung des Schalles, also an der Schaffung des schallfreien Flugzeuges arbeiten zu können.

An den der vorliegenden Mitteilung zugrunde liegenden Versuchen waren neben anderen Mitbeobachtern namentlich die Herren W. Moser und Wieske in hervorragender Weise beteiligt. Von dem seiner Zeit gesammelten Material steht mir leider nur noch ein kleiner Teil zur Verfügung. Er dürfte aber ausreichend sein, um manche herrschende Unklarheit zu beseitigen und der Flugzeugtechnik brauchbare Fingerzeige zu geben.

Da es hauptsächlich auf die Feststellung dessen ankommt, was man hört, und da infolgedessen das objektive Amplitudenverhältnis der einzelnen Teiltöne nur von nebensächlicher Bedeutung ist, wurde in der Regel subjektiv beobachtet, und nur in Ausnahmefällen oder für besondere Zwecke wurde der von einem Mikrophon oder Telephonverstärker aufgefangene Schall mittels eines Oszillographen, teilweise auch mittels eines Seitengalvanometers (nach von Angerer und Wolff) registriert. Für die subjektive Beobachtung stand ein Satz kontinuierlich veränderlicher Königscher Resonatoren von c^3 (1024 Schwingungen) bis H (120) zur Verfügung; für noch tiefere Töne wurden Luftresonatoren von entsprechend großen Dimensionen besonders angefertigt. Die Unterstützung des Ohres durch Stimmgabeln und Stimmpfeifen ist bei der Schwierigkeit der Beobachtungen völlig unzulänglich. Die erfolgreiche Benutzung der Luftresonatoren setzt erhebliche Gewandtheit in ihrer Handhabung und große Übung im Hören voraus, namentlich, wenn es sich nicht um Beobachtungen auf Propeller- und Motorenprüfständen handelt, sondern um Beobachtungen an dem in der Luft befindlichen Flugzeuge.

Die Geräusch- und Klangquellen des Flugzeuges sind in erster Linie Motor und Propeller, daneben spielt aber auch das Flugzeug als Ganzes eine wesentliche Rolle.

Je nachdem, ob es sich um einen Stand- oder Rotationsmotor handelt, kommen nur das Explosions- und Auspuffgeräusch in Frage, oder es treten noch die infolge des Kreisens der Zylinder usw. entstehenden Töne und Geräusche hinzu. Die Zahl der Explosionen pro Umdrehung ist gleich der halben Zylinderzahl. Bei einer viel benutzten Art, dem 6zylindrigen Standmotor, finden hiernach bei einer normalen Umdrehungszahl von 1440 in der Minute $3 \times 24 = 72$ Explosionen in der Sekunde statt. Es können also neben den eigentlichen Explosionsgeräuschen Töne von den Schwingungszahlen 72 und ganzzahligen Vielfachen davon auftreten (siehe auch die Erläuterungen zu Tabelle 2). Bei einem 9zylindrigen Drehmotor, der auch häufig vorkam, würde dann bei gleicher Umdrehungszahl neben den Tönen $4{,}5 \times 24$ und den ganzzahligen Vielfachen noch die Tonreihe 9×24 usw. entstehen. Im allgemeinen sind die tieferen Töne der beiden Reihen die stärkeren. Die Bemerkung von Béla Gáti[1], daß „die Frequenz" des Flugapparates „beiläufig 1800" ist, kann also zum mindesten irreführen.

Manche Zylinder besitzen zwecks Kühlung sehr schmale Metallrippen, welche die Entstehung von Schneidentönen besonders begünstigen. Je nach der Drehgeschwindigkeit und dem Abstand der kreisenden Teile von der Achse sind diese Töne verschieden hoch. Wenn der Motor, wie es oft der Fall ist, nicht ganz gleichmäßig, sondern ruckweise läuft, so sind auch die entstehenden Töne nicht glatt abfließend, sondern schwanken in der Höhe und in der Stärke. Unsymmetrie in der Massenverteilung um die Drehachse führt zu stoß-

[1]) Elektrotechnik und Maschinenbau **36** (1918), 537.



artigen Geräuschen, die um so stärker werden, je schlechter die Achsen gelagert sind.

Die bisherigen Erfolge in der Frage der Auspuffdämpfung sind recht dürftige. Selbst wenn es aber gelingen sollte, fast gänzlich schallfrei arbeitende Flugzeugmotore herzustellen, so wäre damit — entgegen einer weitverbreiteten Ansicht — das Problem des schallfreien Flugzeuges längst noch nicht gelöst. Es bliebe der Propeller als starke Schallquelle übrig. Es kommt oft vor, daß gewisse Propellertöne lauter gehört werden als die stärksten Motortöne. Das hängt natürlich auch von der relativen Stellung des Beobachters zum Flugzeuge, sowie von dem akustischen Zustande der Atmosphäre ab.

Der Propeller erzeugt bei der Rotation a) Geräusche (Drehgeräusch), b) Töne, die zusammen einen verwickelten Klang (Drehklang) ergeben. In der Nähe des Propellers überwiegt das Drehgeräusch den Drehklang, in größerer Entfernung ist es umgekehrt. Der Klang ist auch auf weitere Entfernung zu hören als das Geräusch. Werden in die Nähe des Propellers irgendwelche Wände gebracht, so überwiegt der Drehklang auch in der Nähe das Drehgeräusch (s. unten). Die Stärke von Drehklang und Geräusch wächst mit der Größe des Propellers und mit der Umdrehungszahl. Das Anwachsen ist nicht ganz gleichmäßig, sondern erfolgt bei manchen Drehzahlen mehr oder weniger ruckweise. Namentlich wurde immer wieder eine „kritische" Drehzahl in der Gegend von 800 pro Minute beobachtet, bei welcher der eigentliche Lärm erst beginnt.

Bei falscher Drehrichtung des Propellers wurde der Drehklang schwächer, das Geräusch stärker. Das Drehgeräusch ist je nach den besonderen Verhältnissen (Propellerform usw.) als Flattern (wie Flügelschläge eines rasch fliegenden Vogels), Rauschen (Wind, und zwar *f*-artig oder auch *sch*-ähnlich), Zischen, Brausen, Klopfen (schlechte Propellerform) u. dgl. zu bezeichnen. Jeder Propeller besitzt Eigentöne, die durch Beklopfen und Zupfen erregt werden können. Gelegentlich können sie so stark auftreten, daß der gesamte Drehklang unharmonisch lärmend wird; in der Regel spielen sie aber eine untergeordnete Rolle.

Die Haupttöne des Drehklanges sind gegeben durch die Umdrehungszahl × Anzahl der Propellerflügel und die zugehörigen harmonischen Obertöne. Bei etwa 1440 Umdrehungen in der Minute wurden Teiltöne bis zum 10. und selbst bis zum 20. Oberton hinauf festgestellt. Hierbei sind die einzelnen Teiltöne aber sehr verschieden stark. Es hängt dies namentlich von der Form des Propellers und dessen mehr oder weniger gleichmäßigem Laufe ab. Oft findet auch ein dauernder Wechsel zwischen den vorherrschenden Tönen statt (s. unten).

Große Verstärkung des Propellerschalles, besonders des Drehklanges tritt ein, wenn dem rotierenden Propeller irgendwelche Wände (Tragflächen) in passender Weise genähert werden. Die Drehebene des Propellers sei eine senkrechte Ebene. Wird dann eine Pappscheibe wagerecht an den Propeller herangebracht, und zwar in der Höhe der Propellerachse und in der Weise, daß eine Kante der Pappscheibe der Propellerebene parallel ist, so ist die Verstärkung besonders groß und bleibt in gleichem Maße erhalten, wenn die Pappscheibe um eine in der Verlängerung der Propellerachse liegende Achse gedreht wird. Ebenso macht eine Drehung der Pappscheibe um die der Propellerebene zugewandte Kante bis zu etwa 45° nicht viel aus. Die Schallverstärkung durch die „Tragfläche" ist in jedem Falle um so größer, je näher sie an den Propeller herangebracht wird. Bei Normalpropellern mußte sie auf dem Prüfstande auf etwa 5 cm genähert werden, bis eine deutliche Wirkung eintrat. Allerdings war infolge der umgebenden mitschwingungsfähigen Wände, der eintretenden Reflexionen usw. von vornherein eine verhältnismäßig schwache Wirkung zu erwarten. Bei kleinen Modellpropellern hörte die Wirkung auf, wenn die Pappscheibe um etwa $^1/_5$ des Propellerhalbmessers entfernt wurde. Die geschilderte Schallverstärkung kommt einmal durch Mitschwingen der „Tragfläche" zustande, aber hierdurch nur in geringem Maße, denn das Material, aus welchem die Fläche besteht (Pappe, Holz, gespannte Leinwand, Metall), macht verhältnismäßig sehr wenig aus. Vor allem wirkt die durch das Vorhandensein der Wand hervorgerufene Störung des gleichmäßigen Luftabflusses (Anblasen des von der Propellerebene und der Wand gebildeten Spaltes) mit. Die Wirkung der Wand ist stärker auf der Saugseite als auf der Druckseite. Versuche mit Doppelflächen ergaben genau Entsprechendes wie die Versuche mit Einfachflächen.

Zur Demonstration der beschriebenen Schallverstärkung durch eine „Tragfläche" bedient man sich eines Modellpropellers, der auf einem möglichst geräuschfrei laufenden Motor befestigt ist. Der Motor muß durch Filzplatten oder dgl. gut isoliert sein, so daß die Tischplatte nicht zum Mitschwingen kommt. Am besten wird er mit Drahtseilen in einem aus einzelnen Stangen zusammengesetzten Gestell befestigt. Der Propellerklang ist bei geringer Tourenzahl äußerst schwach; er wird laut hörbar, sobald der Propeller durch einen schmalen Luftstrom angeblasen wird, oder sobald ihm eine Wand in der beschriebenen Weise genähert wird. Im letzteren Falle ist der entsprechende Klangcharakter

ganz typisch der eines Flugzeuges. Kleine Änderungen in der Stellung der Wand können sehr merkliche Änderungen des Klanges ergeben.

Fig. 1 zeigt eine Oszillographenaufnahme des durch Heranbringen einer „Tragfläche" entstehenden Klanges. Die Aufnahme wurde an einem „Axial"-Modellpropeller bei etwa 1000 Umdrehungen pro Minute mit einem von Brömser konstruierten Mikrophon, das in bezug auf naturtreue Wiedergabe besondere Vorzüge hat, und einem Elektronenrohrverstärker gemacht. Während ohne Tragfläche bei dieser Umdrehungszahl vorwiegend schwache, hohe Geräusche ohne eigentlichen tonalen Charakter auftreten, stellt die mit Tragfläche gemachte Aufnahme eine durchaus geordnete Klangerscheinung dar. Die Unterbrechungen der geraden Linie in der Figur markieren Zeitintervalle von $^1/_5$ Sekunden. Fig. 2 zeigt eine entsprechende Aufnahme an einem „Niendorf"-Modellpropeller bei etwa 1260 Umdrehungen.

Die Klangart von Propeller und Motor ist verschieden, je nachdem ob der Motor mit Propeller einen festen Stand hat oder in das Flugzeug eingebaut ist und je nachdem ob das Flugzeug auf der Erde steht oder sich in der Luft befindet. Einzelne Teile des Flugzeuges wirken noch als Resonanzböden, wodurch bestimmte Töne des Gesamtklanges verstärkt werden. Die Klangart kann sich also bedeutend ändern, wenn der gleiche Motor und Propeller in ein anderes Flugzeug eingebaut werden. Bei dem in Bewegung befindlichen Flugzeuge spielt natürlich auch der Dopplereffekt eine große Rolle, was öfters leicht beobachtet werden kann. Die relative Stellung des Flugzeuges zum Beobachter ist für die Art des gehörten Klanges aus mehreren, von Fall zu Fall leicht zu übersehenden Ursachen (Stellung der Auspuffvorrichtung, Reflexion an den Tragflächen usw.) von Wichtigkeit. Das Flugzeug als Ganzes gibt wiederum zur Entstehung von Schneidentönen an zahlreichen Stellen (Verspannvorrichtungen, Vorderkanten der Tragflächen usw.) Veranlassung. Ein Teil des Geräusches, welches man im Flugzeuge hört, erkennt man sofort beim schnellen Fahren im Automobil wieder, sobald ein Regendach der üblichen Form aufgespannt wird. Windstöße oder andere plötzliche Änderungen in der Relativbewegung zwischen Flugzeug und umgebender Luft ändern die Stärke und Art des Klanges auffällig. Man beobachtet das sogar im Flugzeuge selbst, wenn es scharfe Kurven beschreibt. Es wirkt hierbei mit, daß der Propeller, weil immer Unsymmetrien vorhanden sind, praktisch wie eine Sirenenscheibe angeblasen wird.

Wird mit abgestelltem bzw. abgedrosseltem Motor Gleitflug ausgeführt, so ist der Flugzeug-

Tabelle 1.

Flugzeugtype	Festgestellte Töne						Bemerkungen
Albatrosdoppeldecker, Mercedesmotor, 6 Zylinder, 160 P.S., ca. 1400 Touren, nicht untersetzt	76 (*Dis*)		152 (*dis*)	203 (*gis*)			Flugzeug kommt.
	72 (*D*)	96 (*G*)	144 (*d*)				Flugzeug über Beobachter.
	68 (*Cis*)	91 (*Fis*)	136 (*cis*)				Flugzeug kreist 1500 m hoch.
		96 (*G*)	144 (*d*)		288 (*d'*)	384 (*g'*)	
	72 (*D*)	96 (*G*)	144 (*d*)				Flugzeug 1000 m hoch.
	64 (*C*)	85 (*F*)	128 (*c*)				Flugzeug geht.
Dieselbe	72 (*D*)	96 (*G*)	144 (*d*)	192 (*g*)	288 (*d'*)	342 (*f'*)	Flugzeug fliegt vorbei.
Dieselbe		85 (*F*)				431 (*a'*)	Flugzeug kommt.
	76 (*Dis*)		152 (*dis*)				Flugzeug geht.
		108 (*A*)	161 (*e*)				Flugzeug kommt zurück.
		102 (*Gis*)	152 (*dis*)				
	72 (*D*)	96 (*G*)	144 (*d*)	192 (*g*)			Flugzeug über Beobachter.
	68 (*Cis*)						Flugzeug geht.
Rumplerdoppeldecker, Type C, Mercedesmotor, wie vorher	81 (*E*)		162 (*e*)				Flugzeug kommt.
		96 (*G*)	144 (*d*)				Flugzeug über Beobachter.
	64 (*C*)		128 (*c*)				Flugzeug geht.
	> 76 (*Dis*)		> 152 (*dis*)				Flugzeug kommt zurück.
	> 72 (*D*)		> 144 (*d*)			384 (*g'*)	Flugzeug über Beobachter.
	68—64						Flugzeug geht.
	72 (*D*)	96 (*G*)	144 (*d*)				Flugzeug kommt zurück.
	64 (*C*)		128 (*c*)				Flugzeug geht.
	72—76						Flugzeug nicht sichtbar.
	72 (*D*)	96 (*G*)	144 (*d*)	192 (*g*)			Flugzeug kommt, sichtbar.
	68 (*Cis*)		136 (*cis*)				Flugzeug geht.
	81 (*E*)		162 (*e*)				Flugzeug kommt zurück.
Dieselbe		102 (*Gis*)					Flugzeug ganz nahe, Ton schwankend, starkes Rauschen.
	64 (*C*)	85 (*F*)	128 (*c*)	170 (*f*)			Flugzeug geht.
	64 (*C*)						Zuletzt hörbarer Ton.

schall natürlich viel leiser und ein ganz anderer, als wenn mit voller Tourenzahl des Motors und Propellers geflogen wird. Das Tonartige ist jetzt fast ganz verschwunden, und es sind in erster Linie hohe Geräusche zu hören, die *fsch*- bis *fss*-artig oder *f*- bis *chi*- oder *f*- bis *che*-artig (das „*ch*“ wie im Worte „Loch“) klingen. Je flacher und langsamer der Gleitflug erfolgt, um so geringer ist das Geräusch.

Im folgenden sind einige Beobachtungen zusammengestellt, wie sie seiner Zeit notiert worden sind. Die angegebenen Schwingungszahlen sind mit Hilfe der Luftresonatoren bestimmt worden, die zugefügten Noten auch mit Stimmpfeifen verglichen worden. Bei Tönen, deren Höhe besonders schnell und merklich schwankte, sind nur die ungefähren Grenzzahlen angegeben. Bei kleinen Abweichungen von einem theoretisch erwarteten und oft wiederkehrenden Ton ist nur das Zeichen $>$ oder $<$ zugefügt. Die jeweilige relative Stärke der einzelnen Töne ist durch den verschiedenen Druck der Zahlen in der Tabelle gekennzeichnet.

Tabelle 1 enthält einige Proben aus einer großen Zahl (weit über 100) von Beobachtungsreihen, die unter günstigen äußeren Bedingungen angestellt wurden. Die Flugzeuge führten oftmals verabredete Flüge aus und konnten in Ruhe abgehört werden. Es wurden hierbei fast ausschließlich Flugzeuge mit 6zylindrigem Standmotor abgehört.

In Tabelle 2 ist eine Zusammenstellung der bei diesen Beobachtungsreihen hauptsächlich gehörten Töne gegeben, geordnet nach der Stärke und der Häufigkeit ihres Auftretens. Dabei sind für jeden Ton die ungefähren Grenzen angegeben, zwischen denen seine Höhe, sei es infolge Dopplereffektes oder infolge einer Änderung der Tourenzahl (gegenüber 1440 als Normalzahl) schwankt. Teilweise ist dieses Intervall freilich so groß, daß auch noch andere als die im Mittel angegebenen Töne in demselben liegen. Z. B. ist für den Ton $384 = 8 \times 48$ das Intervall $323 - 431$ angegeben. Es liegt in diesem Intervall aber auch der Ton $7 \times 48 = 336$, so daß, wenn ein Ton in diesem Intervall beobachtet wird, es noch nicht sicher ist, ob er der 7. oder 6. Oberton von 48 ist.

Tabelle 2

Zusammenstellung der hauptsächlich gehörten Töne.

1)	H^{-1}—A =	60—81,	im Mittel etwa D = 72	fast stets zu hören
2)	Oktave zu 1)	121—161,	„ „ „ d = 144	
3)	Quarte zu 1)	80—108,	„ „ „ G = 96	
4)	Oktave zu 3)	160—216,	„ „ „ g = 192	
5)	Oktave zu 2)	242—323,	„ „ „ d' = 288	oft zu hören
6)	Oktave zu 4)	323—431,	„ „ „ g' = 384	
7)	Quinte zu 2)	181—242,	„ „ „ a = 216	seltener zu hören
8)	Oktave zu 7) bzw. kleiner Terz zu 360)	362—483,	„ „ „ a' = 432	
9)	gr. Terz zu 4)	203—271,	„ „ „ h = 242	

Aus der Tabelle ist zu ersehen, daß zwei Reihen von Tönen vorhanden sind. Die Motortonreihe, bestehend aus den Tönen 72 und den ersten 5 harmonischen Obertönen dazu, und die Propellertonreihe, bestehend aus den harmonischen Obertönen von 48 bis zum 8. hinauf. Es fehlen scheinbar der 4. Oberton zu 72, nämlich $5 \times 72 = 360$ und der 6. Oberton zu 48, nämlich $7 \times 48 = 336$, die aber in Nr. 6 der Tabelle verborgen sein können. Dann wäre Nr. 8 der Tabelle als kleine Terz zu 360 anzusprechen und 360 als große Terz zu Nr. 5 der Tabelle. Einige Töne gehören beiden Reihen an, entstehen also auf doppelte Weise, z. B. 144 als Motorton 2×72 und als Propellerton 3×48. Bei einem 2flügeligen Propeller und 24 Umdrehungen in der Sekunde würde bei nicht völliger Gleichartigkeit der beiden Propellerflügel usw. der Grundton streng genommen nicht $2 \times 24 = 48$, sondern 24 sein. Jedoch überwiegt 48 so stark, daß 24, wenn er überhaupt vorhanden ist, nicht als Grundton, sondern passender als Unterton zu bezeichnen ist. Zwar war auch 48 fast nie mit Sicherheit herauszuhören, das liegt aber nur an der geringen Empfindlichkeit des Ohres für Töne in dieser Tiefenlage. In Oszillographenaufnahmen trat er teilweise sehr stark hervor. Ähnlich ist der Grundton der Motortonreihe streng genommen nicht 3×24, sondern 24, da die 3 Auspuffe ja nicht völlig gleichartig sind; jedoch überwiegt 72, so daß er oben mit Recht als Grundton der Motortonreihe bezeichnet worden ist.

Fig. 3 ist das Klangbild eines Wasserflugzeuges (Albatrosdoppeldecker, Mercedesmotor, 160 P.S.), das wiederum mit Brömsermikrophon, aber ohne Elektronenrohrverstärker aufgenommen wurde. Das Flugzeug befand sich in etwa 1000 m Entfernung, das Mikrophon war in einen großen Horchtrichter [1]) eingebaut, welcher die Klangfarbe fast gar nicht beeinflußte. Eine genaue Analyse der Kurve interessiert hier nicht, da sie auch ohne Analyse den auffallend tonalen Charakter des Wasserflugzeuges und bestimmte Haupttöne erkennen läßt, und da außerdem eine wenige Sekunden später gemachte Aufnahme schon ein ganz anderes Bild ergibt.

In Tabelle 3 sind einige charakteristische Beobachtungen angegeben, welche an Flugzeugen von wesentlich anderem Klangcharakter als den bisher hauptsächlich besprochenen, angestellt worden sind. Der Typ des Flugzeuges war in der Regel unbekannt. Trotzdem konnten wiederum in dem Gesamtklange vielfach zwei Reihen von Tönen unterschieden werden. Von den bisher besprochenen Flugzeugen unterscheiden sich die der Tabelle 3

[1]) Die Horchtrichter werden in einem in dem nächsten Hefte dieser Zeitschrift erscheinenden Aufsatz: „Das Abhören von Flugzeugschall“ besprochen werden.

Tabelle 3.

Flugzeugtype	Festgestellte Töne							Bemerkungen
Deutsches *G*-Flugzeug		**108**	*134–144*	*216*				Langsam schwebend, orgelähnlich.
		100–108		**200–216**				
Dieselbe		• *108*	*134–144*		*268–288*	**432**		Summend wie Telegraphendrähte.
Dieselbe		108		**216**				Oft in andere Töne umspringend.
	90		**180**					
Dieselbe		*108*		**216**		*432*	*480–512*	480–512 nur manchmal vorhanden, trillernd.
Dieselbe	**89**		**178**			**444**		
Unbekannt	90		**180**		360			Tonhöhe schwankt dauernd, 180 immer wieder vorherrschend.
			180			*460*	*920*	
Fremdes Flugzeug	**72**		*144*					Flugzeug in der Nähe.
	72		**144**				*576*	Flugzeug weiter entfernt.
Fremdes Flugzeug	**90**	120–128	***180***		**360**			Flugzg. kreist in der Nähe.
		108–115		216–230	288			Flugzg. kreist in der Nähe.
	90–100		***180-200***					Flugzeug geht.
Fremdes Flugzeug	< *85*				**300**			Tiefes langsam. Stampfen.
	80			192	**320**			320 schnell schwebend.
			150	**178**	*256*	< *320*		Schwebend, Flugz. kommt.
						1200	***1363***	Sehr lautes Pfeifen beim Überfliegen.
	80		160			***1200***		Flugzeug geht.
		96			256			96 zuletzt gehört.
Fremdes Flugzeug			*150*					Schwebend, Flugz. weit ab.
			150	240		**400**		Flugzeug weit ab.
	75		**150**		*300*	**384**		
	75		*150*	*300*	**384**	**400**	*480*	
	60		**120**		**300**	**356**		Flugzeug nahe.
	60		*120*	178	*300*	*356*		Flugzeug geht.
			120					120 zuletzt hörbar.

dadurch, daß sie viel „musikalischer“ klingen als die ersteren, daß die höheren Teiltöne mehr hervortreten, daß die vorherrschenden Tonhöhen auffallender wechseln und daß sie vielfach auch sehr schnelle Schwebungen und Triller hören lassen. Mehrfach wurde hierbei auch das Auftreten tiefer Differenztöne festgestellt. Die Angaben der Tabelle sind so zu verstehen, daß die in einer Reihe angegebenen Schwingungszahlen für einen bestimmten Moment gelten, während sie im nächsten schon wesentlich verschieden sein können. Für die Zwecke der vorliegenden Untersuchung zeigt Tabelle 3 nicht viel Neues; wir werden aber in dem folgenden Aufsatze „Das Abhören von Flugzeugschall“ auf sie zurückkommen.

Fig. 4 ist das Klangbild eines fremden Flugzeuges, welches mit einem empfindlichen Mikrophon (ohne Horchtrichter, nur mit Windschutzvorrichtung) und Saitengalvanometer aufgenommen wurde. Die Kurve umfaßt ein Zeitintervall von etwa 3 Sekunden und zeigt sehr schön die in dieser Zeit erfolgende Änderung des Klanges.

Um die Anteile, welche der Propeller bzw. der Motor für den gesamten Flugzeugschall liefern, sicher voneinander zu trennen, gingen mit den Beobachtungen an fliegenden Flugzeugen Beobachtungen an Modellpropellern und auf Motor- und Propellerprüfständen Hand in Hand.

Es wurden Propeller, die an verhältnismäßig geräuschfrei arbeitenden Elekromotoren befestigt waren, unter den verschiedensten Bedingungen abgehört; dazu wurden photographische Aufnahmen mit dem Oszillographen gemacht. Ferner wurde der gleiche Propeller abwechselnd auf einen Elektromotor und einen Flugzeugmotor aufgesetzt und untersucht, und endlich wurden Flugzeugmotoren für sich (mit Wasserbremsung) abgehört. Im folgenden sind einige Beispiele gegeben.

An einem 2 flügeligen Niendorf propeller (2,64 m Durchmesser; 1,81 m Steigung) wurden bei der Umdrehungszahl 23 pro Sekunde die Töne $2 \times 46 = 92$, 3×46 und 4×46 besonders laut gehört, während 5×46, 6×46 und 8×46 auch vorhanden, aber sehr viel schwächer waren. Mit abnehmender Tourenzahl verschwanden für das Ohr zunächst die tiefsten Teiltöne; bei etwa 13 Umdrehungen waren der 2. und 3. Teilton (Grundton: 26) verschwunden, und der vorherrschende Ton war jetzt der 4. Teilton (3. Oberton) $4 \times 26 = 104$, aber auch dieser hatte nur noch geringe Stärke.

In Tabelle 4 sind die Ergebnisse einer Beobachtungsreihe zusammengestellt, bei welcher der

Tabelle 4.

Flugzeugmotor: „N. A. G", 6 Zylinder, 185 P.S. Elektromotor: mit 160 P.S. belastet.
Propeller: „Niendorf" 2,72 bis 2,80 m Durchm.; 1,70 bis 1,80 m Steigung.

Versuch	Hauptsächlich gehörte Töne										
a) Propeller auf Elektromotor . . .		***96***	**144**	**192**		*288*	**384**	*480*	*576*		
b) Propeller auf Flugzeugmotor . .	**72**	*96*	***144***	*192*	*240*	*288*				**600**	888

Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

gleiche Propeller a) auf einem Elektromotor, b) auf einem Flugzeugmotor befestigt war. Die Tourenzahl wurde in beiden Fällen auf 1440 einreguliert. Abgehört wurde in 30 m Entfernung.

Die Töne im Versuch a), die hauptsächlich vom Propeller herrühren, sind die sämtlichen geradzahligen Vielfachen von 48 bis zum 12fachen; außerdem ist $3 \times 48 = 144$ vorhanden. In Versuch b) wurden auch gehört $5 \times 48 = 240$, ferner die Töne 600 und 888, deren Ursprung (25×24 und 37×24) nicht ganz sicher ist. Vor allem unterscheidet sich aber die Tonreihe b) von a) durch das Hinzutreten der Motortöne 72 und 144, so daß 144 jetzt vorherrschend wird, und der Hauptklang von *G* auf *d* umwechselt. Bei der großen Zahl der harmonischen Intervalle, die in dem Propeller- und Flugzeugklang enthalten sind, muß je nach der relativen Stärke der Partialtöne das eine oder andere Intervall mehr hervortreten. Tatsächlich wechseln die Intervalle, die in dem gesamten Schallkomplex vorherrschen, oft sehr plötzlich, so daß man in einem Moment in der Hauptsache eine Quinte, im nächsten eine Quarte hört. Um diesen Wechsel herbeizuführen, genügt event. schon die Stärkeänderung eines der 4 ersten Töne der Reihe b).

In Tabelle 5 sind die Ergebnisse einer Beobachtungsreihe zusammengestellt, bei welcher ein Flugzeugmotor a) ohne Propeller, mit Hilfe von Wasserbremsung auf 240 P.S. eingestellt, b) mit aufgesetztem Propeller, bei ungefähr gleicher Belastung wie vorher, abgehört wurde. Die Tourenzahl wurde in beiden Fällen auf 1440 einreguliert. Abgehört wurde in unmittelbarer Nähe.

Tabelle 5.

Flugzeugmotor: „Maybach" 6 Zylinder 245 P.S.
Propeller: „Integral" 2,80 m Durchm.; 1,78 m Steigung.

Versuch	Hauptsächlich gehörte Töne						
a) Motor ohne Propeller mit Wasserbremsung	72[1])		***144***		**216**		
b) Motor mit Propeller		**96**	**144**	***192***	240	**288**	480

Zu den Motortönen 144 und 216 fügte der Propeller vorwiegend das 2-, 3-, 4- und 6fache von 48, sowie das 5- und 10fache hinzu.

Selbstverständlich sind die Angaben der Tabellen 4 und 5 und auch die sonstigen Tonhöhenangaben im einzelnen nicht so zu verstehen, daß nun unter allen Umständen bei ähnlichen Versuchsreihen die gleiche relative Stärke der Teiltöne zu erwarten ist. Vielmehr ändert sich die relative Stärke ganz wesentlich mit scheinbar sehr geringfügigen Änderungen der Versuchsbedingungen. Wohl aber zeigen die Tabellen 4 und 5 prinzipiell sehr schön die beiden von Motor bzw. Propeller herrührenden Tonreihen, und diese Versuche haben es erst ermöglicht, in das Chaos der am Flugzeug beobachteten Töne Ordnung zu bringen und eine klare Übersicht, wie sie in Tabelle 2 gegeben ist, zu gewinnen.

1) Leider wurde versäumt, diesen Ton mit Resonator näher zu prüfen.

(Eingegangen am 5. April 1921.)

Zuschriften an die Schriftleitung.

Neues Verfahren zur Messung der absoluten Zähigkeit.

Von L. Gümbel.

Die von Herrn Schiller auf S. 50 d. Jhrg. gegebene Ableitung der Ausflußformel entspricht der von mir durchgeführten. Für den Hinweis auf den bei einer Abschrift entstandenen Schreibfehler, der sich leider infolge der zufälligen Abmessungen des Apparates meiner Beobachtung entzog und in die Zahlentafel mit überging, bin ich Herrn Schiller zu Dank verpflichtet. Daß die Berechnung der Geschwindigkeitshöhe aus der mittleren Geschwindigkeit nur eine Annäherung darstellt, habe ich in meiner Arbeit bemerkt, und ich habe die Anwendbarkeit des Apparates mit aus diesem Grunde nur auf kleine Ausflußgeschwindigkeiten beschränkt. Ich gehe mit Herrn Schiller in dem Wunsche einig, daß die Theorie des Apparates — insbesondere die Frage des Einflusses der Eintrittskante auf die Strömung — bald näher untersucht und die Brauchbarkeit des Apparates für technische Messungen durch Versuche geklärt werden möge.

Dagegen vermag ich der Auffassung, daß mit dem Engler-Apparat die absolute Zähigkeit — selbst in den weiten Grenzen der Forderungen der Technik — bestimmt werden könne, vorläufig nicht beizutreten. Die durch von Mises aufgestellte, aus einer strengeren abgeleitete Näherungsformel zeigt so starke Abweichungen gegenüber der von Ubbelohde „abgeleiteten und experimentell näher bestimmten" Formel, daß nicht zu erkennen ist, wie die rechnerischen Ergebnisse nach von Mises mit den experimentell ermittelten Zahlen Ubbelohdes zur Deckung kommen sollen.

Es ist nach Ubbelohde:

$$\eta \text{ in } g\,\text{cm}^{-1}\,\text{sec}^{-1} = s \cdot \left(0{,}0732\,E - \frac{0{,}0631}{E}\right),$$

nach von Mises:

$$= s \cdot \left(0{,}0864\,E - \frac{0{,}08}{E}\right),$$

wo s das Verhältnis des Gewichtes der Flüssigkeit gegenüber dem Gewicht des gleichen Volumens Wasser, E der „Englergrad", η die Zähigkeitszahl sind.

Bei den Abmessungen insbesondere dem Verhältnis des Rohrdurchmessers zur Rohrlänge des Apparates muß sich — Bedingung für laminares Strömen vorausgesetzt — der Einfluß der Eintrittskante auf die Strömung in weit höherem Maße bemerkbar machen, wie bei meinem Apparat. Ich sehe der in Aussicht gestellten ausführlicheren Arbeit des Herrn Schiller mit Interesse entgegen.

Ich benutze die Gelegenheit, auf zwei Druckfehler hinzuweisen, nachdem ich infolge schwerer unmittelbar nach Einreichung der Arbeit eingetretener Erkrankung am Lesen der Korrektur verhindert gewesen bin. In der Fußnote auf Seite 74 lies Dipl.-Ing. E. Zenner statt Jenner, und Dr. F. Dolezalek statt Dolejalek.

(Eingegangen am 26. Februar 1921.)

Büchereingänge.

(Besprechung bleibt vorbehalten.)

Abraham, M., Theorie der Elektrizität, Bd. 2, 4 Abb. VII und 394 S, 11 Abb. i. T., 4. Aufl. Teubner, Leipzig 1920. Geh. M. 22,— u. Tz.

Weiss, E., Analytische Darstellung des Brillenproblems für sphärische Einzellinsen. Sammlung Harting, Optische Aufsätze Heft 5. 44 S., 5 Abb. i. T. Verlag der Zentralzeitung für Optik und Mechanik, Berlin 1920.

Hencky, Karl, Die Wärmeverluste durch ebene Wände. VIII und 124 S., 15 Abb. i. T. und 9 Abb. i. Anh. R. Oldenbourg, München und Berlin 1921. Geh. M. 36,—.

Wigge, H., Die neuere Entwicklung der Funkentelegraphie, ein Siegeszug der Vakuumröhre. 71 S., 59 Fig. i. T. Ing.-Ztg. Cöthen-Anh. 1921. Brosch. M. 8,—.

Lenard, P., Über Kathodenstrahlen. Nobel-Vortrag. 120 S, 11 Abb. i. T. Vereinig. wissenschaftl. Verl. W. de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig 1920. Brosch. M. 15,—.

Löffler, St. und Riedler, A., Reibungstriebwerke und ihre Mißdeutung durch Theoretiker. 22 S. R. Oldenbourg, München und Berlin 1921. Geh. M. 4,—.

Riedler, A., Akademisches Pneuma und die Drehkranken. 64 S. R. Oldenbourg, München und Berlin 1921. Geh. M. 10,—.

Heyn, E. und Bauer, O., Metallographie. Sammlung Göschen.

I. Die Technik der Metallographie und die Metallographie der einheitlichen Stoffe. 111 S., 62 Abb. i. T., 8 Lichtbilder auf 4 Tafeln. Vereinig. wissenschaftl. Verl. W. de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig 1920. Geb. M. 2.10 und 100 %.

II. Die Metallographie der zuzammengesetzten Stoffe insbesondere Eisen und Kohlenstoff. 133 S., 40 Abb. i. T., 32 Lichtbilder auf 16 Tafeln. Vereinig. wissenschaftl. Verl. W. de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig 1920. Geb. M. 2,10 und 100 %.

Escher, R., Mechanische Technologie der Maschinenbaustoffe. VI und 164 S., 408 Fig. i. T., 2. Aufl. Teubner, Leipzig 1921. Kart. M. 8,—.

Kohlrausch, F., Lehrbuch der praktischen Physik. XXVIII und 724 S., 353 Fig. i. T., 13 Aufl. Teubner, Leipzig 1921. Geb. M. 34,—.

Lüscher, H., Photogrammetrie (Aus Natur und Geisteswelt). 128 S., 78 Fig. i. T. und 2 Tafeln. Teubner, Leipzig 1920.

Wüst, F., Mitteilungen aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für Eisenforschung. 120 S., 30 Fig. i. T., 6 Tafeln. Verlag Stahleisen m. b. H., Düsseldorf 1920.

Moeller, M., Das Ozon. Sammlung Vieweg. Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik. VII und 155 S., 32 Fig. i. T. Friedrich Vieweg & Sohn, Braunschweig 1621. Geb. M. 12,— und Tz.

Niethammer, E., Die Elektromotoren. Ihre Arbeitsweise und Verwendungsmöglichkeiten. Sammlung Göschen.

I. Gleichstrommotoren. Mehrphasige Synchron- und Asynchronmotoren. 98 S., 55 Fig. i. T. Vereinig. wissenschaftl. Verl. W. de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig 1920. Geb. M. 2,10 und 100 %.

II. Kommutatorenmotoren. Mechanischer Aufbau. Wirtschaftlichkeit. Mit elektrischen Anlagen verknüpfte Gefahren. 78 S., 48 Fig. i. T. Geb. M. 2,10 und 100 %.

Kopff, A., Grundzüge der Einsteinschen Relativitätstheorie. 198 S., 2 Fig. S. Hirzel, Leipzig 1921. Geb. M. 42,50.

Besprechungen.

Wiener, O., **Fliegerkraftlehre.** XV u. 240 S., 170 Abb. i. T. S. Hirzel, Leipzig 1920. Geh. 24,— M.

Pröll, A., **Flugtechnik.** Grundlagen des Kunstfluges. VI u. 332 S., 95 Abb. i. T. R. Oldenbourg, München und Berlin 1919. Geh. 30,25 M.

Bader, H. G., **Grundlagen der Flugtechnik.** Entwerfen und Berechnen von Flugzeugen. VIII u. 194 S., 47 Abb. i. T. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1920. Geh. 18,— M.

Jahrbuch der Wissenschaftlichen Gesellschaft für Luftfahrt. V. Bd. 1920. 65 S., 24 Abb. i. T.

F. W. Lanchesters Aerodynamik (Deutsch von C. und A. Runge). Bd. I und II, 1907 und 1909, war lange Zeit hindurch das grundlegende Werk für die Orientierung in flugtechnischen Fragen. Originell in den dargebotenen Ideen wie in der Behandlungsweise ist es aber trotz weitgehender Sparsamkeit im Gebrauch mathematischer Formulierungen kein allgemein und leicht lesbares Buch. Hierzu kommt, daß der Versuchsstoff, der dem Verfasser zur Verfügung stand, zu wenig umfangreich war, um eine befriedigende Vergleichung der Wirklichkeit mit den vorgetragenen Theorien der Auftriebs- und Widerstandskräfte zu ermöglichen; noch weiter entfernt lag damals die Vorausberechnung der Flugzeuge aus gegebenen Bedingungen.

In den letzten 15 Jahren ist nun das Versuchsmaterial durch die Forschungstätigkeit aller am Luftfahrwesen interessierten Völker außerordentlich vervollständigt worden. An Veröffentlichungen hierzu war es vor dem Kriege namentlich das umfangreiche Werk von G. Eiffel (La Résistance de l'air et l'aviation. Paris 1914), das als unentbehrliches Hilfsmittel von den Flugzeugkonstrukteuren vielerorts gesucht war.

Auf deutscher Seite wurde während des Krieges eine besonders lebhafte Forschungstätigkeit entfaltet, deren Ergebnisse in den (zunächst geheimen) Technischen Berichten der Flugzeugmeisterei niedergelegt sind. Diese Berichte enthalten auch zahlreiche theoretische Untersuchungen, die das Ziel haben, die Kutta-Joukowskische Strömungstheorie zu verfeinern und den vielgestaltigen Bedürfnissen der sich ungeahnt entwickelnden Flugzeugtechnik anzupassen. Eine Zusammenfassung dieser (und einiger anderer) Untersuchungen bietet das Referat von L. Prandtl im Jahrbuch der wissenschaftlichen Gesellschaft für Luftfahrt V (1920), 37: Tragflächen-Auftrieb und Widerstand in der Theorie. L. Prandtl selbst und seine Schüler, namentlich A. Betz und M. Munk, sind an der Entwicklung dieses Zweiges der Flugzeugtheorie erheblich beteiligt.

O. Wiener hat im Kriege an verschiedenen Fliegerschulen Vorträge zur Einführung in das physikalische Verständnis der Aerodynamik oder der „Fliegerkraftlehre" gehalten, die dann als Niederschrift auch anderwärts als Grundlage des Unterrichts benutzt wurden. Aus dieser ist sein Buch entstanden, das, entsprechend dem Zweck seiner Entstehung und der Vorbildung des früheren Zuhörerkreises der Flugschüler recht bequem lesbar, bei aller Wissenschaftlichkeit, abgefaßt ist. Sein wissenschaftlicher Charakter ermöglicht aber auch seine angelegentliche Empfehlung für Physiker und Ingenieure, die vor dem Beginn des Studiums flugtechnischer Originalliteratur zu einer ersten Orientierung in den hauptsächlichsten Entwicklungsgängen des Fliegeproblems gelangen wollen.

A. Pröll bietet eine wesentlich von praktischen Gesichtspunkten geleitete Bearbeitung der Flugzeughydrodynamik, im Zusammenhang mit den Versuchsergebnissen. Demgemäß ist der mathematische Aufwand beträchtlicher als bei O. Wiener, dafür gelangt aber die Darstellung bis zur wirklichen Ermittlung der tragenden und steuernden Elemente der Flugzeuge (und auch der Stabilität der letzteren) mit Hilfe von aus der Theorie entwickelten Annäherungsrechnungen, unter der Voraussetzung des in der Literatur vorhandenen reichen Zahlenmaterials der Versuche und bei vorgegebenen Werten. Den Anschluß an die Originalarbeiten bietet das reichhaltige Autorenverzeichnis des als recht brauchbar anzusprechenden Werkes.

H. G. Bader verzichtet im Gegensatz zu A. Pröll fast völlig auf eine hydrodynamische Begründung des Flugvorgangs. Sein Ziel ist lediglich die Entwicklung der Rechnungsansätze (unter Ausschluß der Festigkeitsberechnungen, die übrigens auch bei Wiener und Pröll beiseite gelassen sind), die der Flugzeugkonstrukteur zu verfolgen hat. Man kann das Werk keineswegs als eine bloße Formelsammlung kennzeichnen; dazu sind die logischen Zusammenhänge des Stoffs zu sehr gewahrt; aber der Gebrauch des Buches setzt doch anderwärts erworbene physikalische und mathematische Kenntnis der Aerodynamik voraus. Darüber hinaus aber bietet es Anleitung zur kritischen Abschätzung aller der zahlreichen, sich oft gegenseitig bekämpfenden Einflüsse der Rechnungswerte (die reichhaltig mitgeteilt werden), eine Anleitung, die zusammengefaßt und gekrönt wird durch das Beispiel einer vollständigen Berechnung eines Großflugzeugs auf Grund vorgegebener sehr allgemeiner Bedingungen.

W. Hort.

Wigge, H, **Die neuere Entwicklung der Funkentelegraphie,** ein Siegeszug der Vakuumröhre. 2. verb. u. bed. erweit. Aufl. Angew. Ingenieurwissenschaft, Heft 4. 71 S. Verlag der Ingenieur-Zeitung, Cöthen-Anhalt 1921. Geh. 8,— M.

Das schnelle Erscheinen der zweiten Auflage dieses Büchleins spricht zur Genüge dafür, daß der Verf. es verstanden hat, das allgemeine Interesse an der neuesten Entwicklung der drahtlosen Telegraphie durch eine sehr gewandte Darstellung zu befriedigen. Nur einige Abschnitte, so z. B. der über die Kühnsche Senderschaltung fordern zum Widerspruch heraus. Die Neuauflage ist erheblich erweitert und hat auch eine freundlichere Ausstattung erhalten.

Alberti.

Skirl, W., **Meßgeräte und Schaltungen für Wechselstromleistungsmessung.** 278 S., 215 Abb. Jul. Springer, Berlin 1920. Geb. 26,— M.

Das vorliegende Buch ist aus technischen Anweisungen der Firma Siemens & Halske entstanden und enthält in seinem ersten Teil die Beschreibung der zur Leistungsmessung nötigen Meßinstrumente, unterschieden nach Laboratorium-, Prüffeld- und Betriebsinstrumenten. Der Text ist durch zahlreiche Abbildungen von Instrumenten, Schaltbilder und durch Formeln ergänzt.

Im zweiten Teil werden die Meßschaltungen behandelt, die der Praktiker gebraucht, nebst den nötigen Formeln, Angaben des Eigenverbrauchs der Meßschaltung, meistens mit einem Rechnungsbeispiel für jede Meßmethode. Die Messungen mit Strom- und Messungswandlern sind besonders eingehend behandelt und zwar nicht nur für Hochspannung, sondern auch für Niederspannung, was zu begrüßen ist. Es folgt ein Kapitel über Wechselstrom-Eichschaltungen mit Beschreibung von Eichmaschinen und Phasenreglern. In einem Anhang sind die Gleichstrom-Drehspulinstrumente beschrieben. Es finden sich zahlreiche Wiederholungen; da aber das Buch zum Nachschlagen gedacht ist, stören sie nicht, sondern erleichtern die Anwendung.

Die Herausgabe eines solchen Buches entspricht einem wirklichen Bedürfnis. Der Montage- und Abnahme-Ingenieur, der Prüffeld- und Revisionsbeamte wird in dem Werkchen ein ausgezeichnetes Nachschlagebuch besitzen, nur ist sehr zu bedauern, daß lediglich die Instrumente der Firma Siemens & Halske behandelt sind, was besonders im ersten Kapitel und im Anhang zum Ausdruck kommt. Wenn sie auch wohl ohne Zweifel als Präzisionsinstrumente bei weitem am meisten verbreitet sind, so bleibt doch eine Lücke, die vielleicht bei einer Neuauflage hinsichtlich der wichtigsten anderen Typen ausgefüllt wird, denn die Fabrikate der verschiedenen Firmen weisen doch zum Teil recht erhebliche Unterschiede auf. Falls eine solche Ergänzung nicht beabsichtigt ist, sollte wenigstens im Titel die Beschränkung auf die Siemensschen Instrumente zum Ausdruck kommen. Zur Empfehlung des Buches braucht weiter nichts gesagt werden, als daß die Zeichnungen sehr klar, Druck und Papier sowie die sonstige Ausstattung vorzüglich sind.

H. Gewecke.

Rinne, F., **Die Kristalle als Vorbild des feinbaulichen Wesens der Materie.** IV u. 101 S., 100 Fig., 5 Tfln. Gebr. Borntraeger, Berlin 1921. Geb. 25,— M.

In der heutigen Zeit weitgehendster Spezialisierung ist es ganz besonders zu begrüßen, falls zwischen verschiedenen Wissensgebieten neue Brücken geschlagen werden. Der ungemein fruchtbare Gedanke von Laue der Verwendung der Kristalle als räumliche Beugungsgitter für Röntgensche Strahlen hat so nicht nur das elektromagnetische Spektrum nach den kurzen Wellenlängen hin bedeutend erweitert; er hat insbesondere auch die exakte Erforschung der Anordnung der eigentlichen Kristallbausteine erst ermöglicht.

Das vorliegende Werkchen berichtet nun in höchst lebendiger, durch eine reiche Auswahl sachgemäßer Figuren unterstützt, über die Ergebnisse dieses neuen Forschungszweiges, durch welchen die von den meisten Physikern und Chemikern bisher als Formel empfundene Kristallkunde erst zu frischem Leben erwacht erscheint. Durch die vielen Bezugnahmen auf die sonstige moderne Atomistik gewinnt die Darstellung um so mehr, als ja der Verfasser mit Erfolg versucht, die Grundzüge des feinbaulichen Wesens der Materie im allgemeinen aus den Charakterzügen der Kristalle abzuleiten und die wesentlichen Züge des Aufbaues der amorphen Körper mit zu berücksichtigen. Durch die Bildnisse von Groth, Laue, Röntgen und Schönflies, sowie die Dürersche Melancholie geschmückt, wird dies Buch zweifellos viel Leser finden und die Kenntnis der Regelmäßigkeiten der räumlichen Anordnung des Stoffes verbreiten und vertiefen helfen. Von einer etwas zu stark ausgeprägten Vorliebe des Verfassers für wissenschaftliche Namengebung abgesehen, kann diese Darstellung als höchst anregende Einführung für exakt naturwissenschaftlich Vorgebildete gelten.

R. Swinne.

Planck, M., **Nobelvortrag 1920: Die Entstehung und bisherige Entwicklung der Quantentheorie.** 32 S. J. A. Barth, Leipzig 1920. Geh. 4,— M.

Es bereitet einen ganz besonderen Genuß, der vornehmsachlichen Darstellung Plancks der vielfach verschlungene Pfade einschlagenden bisherigen Entwicklung der Quantenlehre zu folgen. — Seit langem hat Planck die Lösung der Frage nach der Energieverteilung im Spektrum der

Hohlraumstrahlung verfolgt. Er hatte das Problem durch Verwendung Hertzscher Oszillatoren zu entwirren gesucht; dann kehrte er zur Thermodynamik zurück und stellte 1900 seine bekannte Strahlungsformel auf — fürs erste als Interpolationsformel, welche sowohl das Gebiet kurzer, als auch langer Wellen umfaßt. Die Suche nach dem physikalischen Sinne der Formel führte Planck dann auf die Boltzmannsche wahrscheinlichkeitstheoretische Betrachtungsweise der Entropie, bis ihm nach einigen Wochen der angespanntesten Arbeit seines Lebens, wie er selbst berichtet, die Deutung gelang. Jene von ihm zuerst eingeführte und als „elementares Wirkungsquantum" bezeichnete universelle Konstante des Strahlungsgesetzes hat sich dann auf den verschiedensten Gebieten der Atomdynamik bewährt, dank der erfolgreichen Verwertung dieser Planckschen Konstanten durch eine Reihe erster Physiker, Theoretiker sowohl als auch Experimentatoren.

Die Durchsicht dieser kurzen und doch vollendeten Ausführungen, welche auch auf ungelöste Probleme und Schwierigkeiten hinweisen, sei wärmstens empfohlen.

R. Swinne.

Personalnachrichten.

Braunschweig. Als Privatdozent für technische Elektronik wurde an der Technischen Hochschule in Braunschweig Dr.-Ing. Friedrich Wilhelm Mayer zugelassen.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Deutscher Physiker-Tag in Jena.

Einladung.

In der Woche vom 19. bis 24. September findet in Jena, an Stelle der in diesem Jahr ausfallenden Naturforscherversammlung, eine gemeinsame Tagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und der Deutschen Gesellschaft für Technische Physik statt. Anmeldungen zu Vorträgen bitten wir möglichst vor dem 1. Juli an den Vorsitzenden des Ortsausschusses Professor M. Wien, Physikalisches Institut, Jena, Am Landgrafen 10, mit dem Vermerk: Deutscher Physiker-Tag (D. Ph. T.) zu richten. Damit frühzeitig übersehen werden kann, wie groß die Teilnehmerzahl sein wird, bitten wir alle Mitglieder auf der beiliegenden Postkarte unverbindlich anzugehen, ob Aussicht auf ihre Teilnahmr besteht oder nicht. Der Aufenthalt in Jena ist verhälnismäßig billig, so daß die Tageskosten bei mäßigen Ansprüchen etwa 30 Mark betragen dürften.

Gleichzeitig wird die Deutsche Mathematikervereinigung und die Fachgemeinschaft Deutscher Hochschullehrer der Physik in Jena tagen, unmittelbar vorher die Bunsengesellschaft und die Helmholtzgesellschaft.

Das Programm und sonstige Angaben über die Tagung werden im Juli bekannt gegeben.

Wir machen nochmals darauf aufmerksam, daß eine Reihe von Mitgliedern ihre Beiträge noch nicht gezahlt haben. Wir bitten nunmehr die rückständigen Beiträge schnellstens auf das Konto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Dresdner Bank, Wechselstube K II, Berlin-Friedenau, Südwestkorso 77, oder auf Postscheckkonto Nr. 25073, Dresdner Bank, Wechselstube K II einzuzahlen.

Die bis 1. Juli 1921 nicht eingegangenen Beiträge werden satzungsgemäß durch Postauftrag eingezogen.

Der Beitrag beträgt für die in Berlin und im Bereich der Groß-Berliner Vorortbahnen wohnenden Mitglieder Mk. 30,—, für die auswärtigen Mitglieder Mk. 20,—, für Firmen, Korporationen, Institute Mk. 100,—. Die Mitglieder erhalten die Einladungen zu den Vortragsabenden sowie die Zeitschrift frei und können die Physikalischen Berichte zum Vorzugspreise von Mk. 50,— pro Jahr beziehen.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher nochmals um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Sitzungsbericht.

Sitzung am Freitag, den 3. Juni 1921, abends $7^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr A. Kreichgauer: Physikalische Grundlagen der Musik mit akustischen und psychologischen Experimenten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Berthold, Göttingen:
Herr Walter Birnbaum, cand. math., Göttingen, Bahnhofstraße 25.

Seitens des Herrn Dr. Erfle, Jena:
Herr Prof. Dr. O. Henker, Jena, Bismarckstraße 17, i. Fa. Carl Zeiß, Jena.

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
Herr Dr. Walter Köhler, Frankfurt a. O., Prinzenufer 5 III.

Seitens des Herrn Dr. R. Glocker, Stuttgart:
Herr Dr. F. Heinrich, Dortmund, Rheinischestraße 60.

Seitens des Herrn Dr. C. Hartmann, Berlin:
Herr Walter Droste, Charlottenburg 1, Osnabrückerstraße 18 II l.

Seitens des Herrn Dr. W. Hort, Charlottenburg:
Herr F. Müller, Professor an der Oberrealschule Kehl a. Rh.
Herr H. Schieferstein, Oberingenieur, Charlottenburg, Kaiser Friedrichstraße 1.

Seitens des Herrn Ingenieur F. Knoops, Freiberg i. Sa.:
Herr Dr. E. Lorenser, Physiker, Freiberg i. Sa., Chemnitzerstraße 37.
Firma Porzellanfabrik Freiberg in Freiberg i. Sa.

Seitens des Herrn Dr. W. Kunze, Bremen:
Herr Prof. Dr. Johs. Müller, Bremen, Sielwall 74, Technische Staatslehranstalten.

Seitens des Herrn Geheimrat Prof. Dr. K. Scheel, Dahlem:
Körperschaft Technische Staatsanstalt in Ilmenau (Thüringen).

Seitens des Herrn Prof. W. Schumann, Jena:
Herr Direktor L. Dönitz, Hermsdorf (S.-A.).
Herr H. Edler, cand. phil., Jena, Schloßgasse 17.
Herr Dr. W. Försterling, Jena, Sofienstraße 14.
Herr K. Klemm, Betriebsleiter, Jena, Johann Friedrichstraße 33.
Herr W. Klemm, cand. phys., Jena, Talstraße 24.
Herr L. Lehrs, cand. phys., Jena, Gartenstraße 2.
Herr W. Möller, cand. phil., Jena, Camsdorfer Ufer 20.
Herr F. W. Müller, Jena, Ernst Haeckelplatz 1 pt.
Herr A. Nathing, cand. phys., Jena, Marienstraße 46.
Herr E. Rideler, cand. phil., Jena, Johannisplatz 20.



Herr A. Scheibe, cand. phys., Jena, Haseweg 9.
Herr Dr. E. Schott, Jena, Otto Schottstraße.
Herr J. Sorge, cand. phys., Jena, Berggasse 3.
Herr Walter Spath, cand. phil., Jena, Sedanstraße 12.
Herr Dr.-Ing. W. Weicker, Hermsdorf (S.-A.).

Seitens des Herrn Prof. Dr. Zeissig, Darmstadt:
Herr Prof. Dr.-Ing. E. Heidebroek, Darmstadt, Osannstraße 37.
Herr Prof. Dr.-Ing. W. Moldenhauer, Privatdozent, Darmstadt, Inselstraße 42.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Aufgenommene Mitglieder.

Firma Verlagsbuchhandlung Johann Ambrosius Barth, Leipzig, Dörrienstraße 16.
Herr Dr.-Ing. Walter Bauersfeld, Jena, Sonnenbergstraße 1, i. Fa. Carl Zeiß.
Herr Prof. Dr.-Ing. Erich Beckmann, Hannover, Oeltzenstraße 19.
Herr Prof. F. C. Brown, Bureau of Standards, Washington.
Herr Dipl.-Ing. Carl Büchele, Jena, Hugelstraße 37. i. Fa. Carl Zeiß.
Körperschaft Elektrotechnisches Institut der Technischen Hochschule, Darmstadt.
Körperschaft Elektrotechnische Vereinigung Delft (Holland).
Herr Dr. K. Göggel, Physiker a. d. Badischen Anilin- und Sodafabrik, Ludwigshafen a. Rh., Karl Theodorstraße 16.
Herr Dr. Hans Hartinger, Jena, Humboldtstraße 21, i. Fa. Carl Zeiß.
Herr Dr. H. Hermann, Physiker b. Elektrizitätsgesellschaft Sanitas, Berlin SO. 16, Melchiorstraße 29.
Herr Prof. Dr. Julius Herweg, Physikal. Institut, Halle a. S., Humboldtstraße 19^{III}.
Herr Dipl.-Ing. Karl Ilmer, Jena, Jakobstraße 29, i. Fa. Carl Zeiß.
Herr Dipl.-Ing. Wilhelm Jenssen, Charlottenburg, Kantstraße 142.
Herr Dr. M. Köhler, i. Fa. Carl Zeiß, Jena, Moltkestraße 2.
Herr Dr. W. von Korshenewsky, Assistent am Physik. Institut, Jena, Sonnenbergstraße 2.
Herr A. Kreichgauer, Assistent am Psychologischen Institut der Universität, Lektor für musikalische Akustik an der akademischen Hochschule für Musik, Charlottenburg, Akazienallee 33.
Herr Erwin J. Kurz, stud. rer. electr., Stuttgart, Heusteigstraße 40^{II}.
Körperschaft Laboratorium für angewandte Physik, Halle a. S., Paradeplatz 7.
Körperschaft Lese- und Redehalle der Deutschen Studenten in Prag, Postfach 522.
Frl. Dr. Agnes Lindner, Phys. Chemikerin in den Bad. Anilin- und Sodafabriken, Ludwigshafen a. Rh., Oberes Rheinufer 19.
Herr Prof. Dr. Otto Mackensen, Jena, Riemannstraße 2, i. Fa. Carl Zeiß.
Herr Dr. Willy Merte, Jena, Lutherstraße 70, i. Fa. Carl Zeiß.
Herr Prof. Dr. G. Mie, Physikal. Institut der Universität, Halle a. S., Paradeplatz 7.
Herr Dr. W. Moeser, Berlin S.W. 47, Großbeerenstraße 60.
Herr Dr. H. E. Müller, Chemiker i. Fa. E. Merk, Darmstadt, Frankfurterstr. 250.
Herr Ing. Ludwig Müller, Brünn, Pragerstraße 61.
Herr Prof. H. Pistor, Direktor der staatlichen Optikerschule, Jena, Haeckelplatz 6.
Herr P. A. Ramstetter, Ingenieur b. Elektrizitätsgesellschaft Sanitas, Charlottenburg, Nordhausenerstraße 24.
Herr Ing. Franz Riessner, Lünen (Westf.), Glasmanufaktur.
Herr Dr.-Ing. Willy Sander, Jena, Blumenstraße 5. i. Fa. Carl Zeiß.
Firma Elektrizitätsgesellschaft „Sanitas", Fabrik für elektromedizinische, heilgymnastische und hydrotherapeutische Apparate, Berlin N., Friedrichstr. 131d, Ecke Karlstraße.
Herr Prof. Dr. Herrmann Scholl, Leipzig, Linnéstraße 5.
Herr Paul Schwarzhaupt, Oberingenieur, Berlin-Steglitz, Mommsenstraße 26^{III} (i. F. Telefunken).
Herr Dr. H. Seiferheld, Physiker in den Leuna-Werken, Halle a. S., Am Kirchtor 28^{III}.
Herr Dr. M. So, Consulting Engineer Imperial Japanese Navy, Omoni-Araishika, Tokio.
Herr Geh. Rat Prof. Dr. Spiess, Direktor der Urania-Gesellschaft, Berlin, Taubenstraße 48/49.
Herr P. Stephanowitz, Architekt, Berlin-Steglitz Berlinickestraße 7.
Herr Dipl.-Ing. O. Streich, Stuttgart, Lenzhalde 2.
Herr Obering. Adolf Steinle, Jena, Hausbergstraße 3, i. Fa. Carl Zeiß.
Herr R. Suczek, Consulting Engineer, 522 Locust AVE. Germantown, Philadelphia, PA.
Körperschaft Technisches Museum für Industrie und Gewerbe, Wien XIII, Mariahilferstraß 212.
Herr Ingenieur Hubert Thein, Kaiserslautern, Museumplatz 2.
Herr L. Trautmann, cand. phil., Assistent am Physik. Institut, Jena, Bethovenstraße 30.
Herr Dr. K. Wagner, Oberlehrer an der staatlichen Optikerschule, Jena.
Herr Dr. Ernst Wandersleb, Jena, Schäfferstraße 14, i. Fa. Carl Zeiß.
Herr Prof. Dr. M. Winkelmann, Universität, Jena, Sankt Jacobstraße 12.
Herr Dr. R. Witte, Physiker in den Badischen Anilin- und Sodafabriken, Ludwigshafen a. Rh.
Herr Kurt Zeidler, stud. phys., Berlin N. 37, Straßburgerstraße 11^{II}.
Herr Walter Zeidler, stud. phys., Berlin N. 37, Straßburgerstraße 11^{II}.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. C. A. Hartmann, jetzt Berlin-Charlottenburg, Sophie Charlottestraße 48^{I} r.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Kiel.

Sitzungsbericht.

Sitzung am Montag, den 30. Mai 1921, abends pünktlich 8$^{1}/_{2}$ Uhr, in der Seeburg, Düsternbrookerweg 2.

Tagesordnung:

1. Erörterung des Vortrages von Herrn Hahnemann über Gravitation und Trägheit in der Einsteinschen Relativitätslehre.
2. Vortrag von Herrn Seidel: Hochfrequenz-Mehrfachtelephonie.
3. Verschiedenes.

Der 1. Vorsitzende: Richter.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.



Zeitschrift für technische Physik

1921 | Zweiter Jahrgang | Nr. 7

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Gasreinigung durch Elektrizität.

Von Hubert Thein.

Zusammenfassung: Einleitung. Die elektrischen Grundbegriffe werden kurz erläutert. Ionisation. Als günstigste Elektrodengrundform werden parallele Zylinderflächen ermittelt. Gleichstrom bei negativer Ausströmerelektrode soll als Betriebsstrom Verwendung finden. Der Niederschlagsvorgang selbst erfolgt durch den Ionenstrom, den Stoß des elektrischen Windes und die direkte Einwirkung des elektrischen Feldes auf die suspendierten Partikelchen. Aussichten.

In „Stahl und Eisen", 1919, Heft 46, 47, 49 und 50 gibt R. Durrer einen geschichtlichen Überblick über die Entwicklung der elektrischen Gasreinigung von den ersten Anfängen bis zur Jetztzeit. Nach seinen Angaben setzte mit dem Jahre 1906 eine neue Tätigkeit auf diesem Gebiete ein, die sich an den Namen des Amerikaners Fr. G. Cottrell knüpft, und die nicht ohne Erfolge für die praktische Verwertung bleiben sollte. In Deutschland hat vor allen Erwin Möller durch seine erfinderische Tätigkeit an der weiteren Entwicklung dieser Frage hervorragenden Anteil, der dem Cottrells zum mindesten gleich zu setzen ist. Müßte man doch die neueren Anlagen in Amerika nach Aufbau und Wirkungsweise eher als Möller-Anlagen bezeichnen, anstatt sie, wie es in der amerikanischen Literatur ausschließlich geschieht, nach dem Namen Cottrells zu benennen. Allgemein kann gesagt werden, daß gerade Deutschland es ist, das den größeren Anteil an der Lösung der elektrischen Gasreinigungsfrage hat, soweit wenigstens es sich um erfinderische Tätigkeit handelt. Wenn trotzdem bei uns Anlagen in der Praxis nicht, oder doch nur vereinzelt ausgeführt wurden, so dürfte unter anderem der Ausbruch des Weltkrieges am meisten hieran schuld sein.

Infolge des Mangels an ausgeführten Anlagen sind denn auch die Angaben in der deutschen Literatur recht spärlich und, soweit solche vorhanden sind, beschränken sie sich lediglich auf kurze Hinweise auf die amerikanischen und englischen Veröffentlichungen. Als einzige deutsche Arbeit vor der Durrers verdient die von Oberbergrat Professor C. Schiffner in „Metall und Erz", 1914, Heft 8, „Über einige Neuerungen in der Bekämpfung des Hüttenrauches" besondere Erwähnung, weil in ihr über Versuche mit diesem Verfahren eingehend berichtet wird. Allerdings handelt es sich bei diesen Versuchen weniger darum, die allgemeine Brauchbarkeit des Verfahrens zur Niederschlagung von festen und tropfbarflüssigen Bestandteilen aus Gasen zu erproben, sondern es soll seine Verwertungsmöglichkeit zur Beseitigung von schwefliger Säure aus den Hüttengasen unter Zuhilfenahme von „Übersättigungsnebel" untersucht werden.

Nach einleitenden Darlegungen über einige ältere Verfahren zur Beseitigung des Hüttenrauches behandelt Schiffner den Thiogenprozeß von Young und den Hallprozeß. Beide Prozesse sind lediglich chemischer Natur und interessieren uns daher hier nicht weiter. Es folgt dann der „Cottrellprozeß" zur Ausscheidung von festen und tropfbarflüssigen Beimengungen aus Gasen durch hochgespannten Gleichstrom. Einige geschichtliche Angaben und eine deutsche Patentschau vom Jahre 1908 bis 1914 bilden die Einleitung. Der Verfasser berichtet dann über Versuche im hüttenmännischen Institute der Bergakademie in Freiberg, die mit der Cottrellschen und Püningschen Apparatur im wesentlichen zur Niederschlagung von schwefliger Säure vorgenommen wurden. Weitere Versuche sollen ausgeführt werden, über die dann der gleiche Verfasser in „Metall und Erz", 1918, Heft 2, abschließend sich dahin äußert, „daß der Cottrellprozeß aus Ursachen, welche im Wesen des Verfahrens begründet sind, sich nicht dazu eignet, gasförmige Bestandteile des Hüttenrauchs oder anderer Gase durch Absorption mit Wasser und Niederschlagung der entstandenen sauren Nebel in befriedigender Weise aus ihnen zu entfernen".

Beiläufig erwähnt sei hier noch eine kleine Schrift „Die elektrische Reinigung der Luft und Gase von Rauch, Staub, Nebel und Bakterien" von Dr. Her-

mann Püning, Münster in Westfalen, 1913, die lediglich die praktische Brauchbarkeit der Püningschen Verfahren und Vorrichtungen dartun soll, ein Unterfangen, dessen Gültigkeit durch Beweise aus der Praxis bis heute noch nicht erbracht zu sein scheint.

Bei der ungeheuren Bedeutung, welche die elektrische Gasreinigung nach Ansicht des Verfassers dieser Zeilen für die Zukunft hat, und in Anbetracht des Mangels geeigneter Veröffentlichungen in der deutschen Literatur soll hier erstmalig der Versuch gemacht werden, das Wesen der elektrischen Gasreinigung mit Rücksicht auf die elektr schen Vorgänge und die Grundbedingungen für die Verwendung des Verfahrens in der Praxis darzulegen.

Zum Verständnis der Vorgänge bei der elektrischen Gasreinigung ist es erforderlich, die hierfür grundlegenden Verhältnisse sich zu vergegenwärtigen.

Ein mit Elektrizität geladener Leiter versetzt das ihn umgebende Medium in eine Art Zwangszustand, das „elektrische Feld". Charakterisiert wird das Feld durch die Kraft, die der geladene Körper auf seine Umgebung ausübt, und die eben durch seine Ladung bedingt ist. Als Einheit der Ladung, der Elektrizitätsmenge, hat man die gewählt, die auf eine gleichgroße, in der Entfernung von 1 cm befindliche Ladung eine Kraft ausübt, deren Größe ein Dyn ist. Man bezeichnet sie als „elektrostatische Einheit der Elektrizitätsmenge". Für die Praxis jedoch gebraucht man eine Einheit, die $3{,}10^9$ mal so groß ist. Sie heißt Coulomb.

Stillschweigend ist hierbei vorausgesetzt, daß sich Luft zwischen den beiden Elektrizitätsmengen befindet. Sind sie aber durch einen anderen isolierenden Körper voneinander getrennt, so wird die Kraft zw schen ihnen um ein Bestimmtes geringer. Die Zahl ε, die angibt, um wievielmal die Kraft für einen bestimmten Stoff als trennendes Medium kleiner ist als bei Luft, nennt man die „Dielektrizitätskonstante des Stoffes".

Jeder Punkt des elektrischen Feldes besitzt eine durch die Ladung und Gestalt des Feldträgers bedingte Intensität oder Feldstärke, und man versteht darunter die Kraft, die auf die Einheit der Ladung an dem betreffenden Punkte ausgeübt wird. Versinnbildlicht wird die Feldstärke durch die Kraftl nien, die man sich senkrecht von den Flächenelementen des geladenen Körpers als Strahlen in Richtung der Kraftwirkung ausgehend denkt.

Auf den einzelnen Strahlen gibt es Punkte gleicher Feldstärke. Verbindet man alle diese Punkte miteinander, so erhält man für jede Feldstärke eine Fläche, die der Oberfläche des geladenen Körpers innerhalb gewisser Grenzen ähnlich ist, also bei einer geladenen Kugel eine konzentrische Kugelschale, bei einem Zylinder eine koaxiale Zylinderfläche und für eine geladene ebene Fläche eine parallele Ebene. Diese Flächen gleicher Intensität bezeichnet man als Niveauflächen. Die Feldstärke kann man mit Hilfe der Kraftlinien auch bildlich darstellen. Man hat vereinbart, an den Stellen des Feldes, an welchen die Feldstärke „Eins" herrscht, 1 Kraftlinie auf 1 cm² Fläche zu zeichnen. Die Kraftlinienzahl E für 1 cm² Fläche ist also mit der Feldstärke gleichbedeutend.

Legt man um eine punktförmige Elektrizitätsmenge = 1 eine Kugelschale mit 1 cm Radius, so herrscht in jedem Punkte dieser Kugelschale die Feldstärke 1. Es ist also für jeden cm² Fläche $E = 1$ Kraftlinie zu zeichnen. Bedeutet df ein Flächenelement, so gehen durch die ganze Kugelschale $\int E\, df = \pi\, 4$ Kraftlinien, da die Oberfläche einer Kugel mit dem Radius 1 cm = 4π ist. Ist die Elektrizitätsmenge nicht gleich 1, sondern gleich Q, so wird $\int E \cdot df = 4\pi Q$, wobei vorausgesetzt ist, daß die punktförmige Ladung von Luft ($\varepsilon = 1$) umgeben ist. Allgemein wird daher gemäß der Definition der Dielektrizitätskonstante die Gleichung lauten

$$\int E \cdot df = \frac{4\pi Q}{\varepsilon}.$$

$\int E \cdot df$ nennt man den Kraftfluß durch die Fläche. Die rechte Seite der Gleichung stellt den sogenannten Gaußschen Satz dar, der in Worten lautet: Der Kraftfluß durch eine geschlossene Fläche ist gleich $4\pi/\varepsilon$ mal Summe der eingeschlossenen Ladungen. Für einen beliebigen Punkt des Feldes findet man die Feldstärke, wenn man durch diesen Punkt sich eine Niveaufläche gezeichnet denkt, für die nach dem obigen die Feldstärke konstant ist. Es ist also für diese Niveaufläche

$$\int E \cdot df = E \cdot \int df \text{ und demgemäß } E = \frac{4\pi Q}{\varepsilon \cdot df}.$$

Mit Hilfe dieser Gleichung läßt sich die Feldstärke in einem beliebigen Punkte des Feldes berechnen, wenn die Elektrizitätsmenge Q gegeben ist. Meistens jedoch ist nicht Q, sondern die Spannung zwischen den Feldträgern und ihre Abmessungen bekannt. Es ist also nötig, einen Zusammenhang zu finden zw schen der Elektrizitätsmenge einerseits und der Spannung und den Abmessungen der Anordnung andererseits. Hierzu dienen zwei Begriffe: Potential und Kapazität.

Zwei mit beispielsweise gleichnamiger Elektrizität geladene Leiter üben aufeinander abstoßende Kräfte aus. Will man nun den einen Körper dem andern näherbringen, so hat man gegen diese Kräfte eine Arbeit zu leisten, die dargestellt wird durch das Produkt aus Kraft mal Weg. Jeder Stelle des elektrischen Feldes kommt so ein bestimmter Arbeitswert, ein bestimmtes Potential zu, und man versteht unter dem Potential eines Punktes

diejenige Arbeit, die geleistet werden muß, um die Einheitsladung aus dem Unendlichen (Feldstärke = 0) bis zu dem betreffenden Punkte zu bringen. Der Wert der Potentialdifferenz zweier Punkte 1 und 2 ist demnach bestimmt durch die Arbeit, die aufzuwenden ist, um die Einheit der Elektrizitätsmenge von 2 nach 1 zu schaffen.

Zur Berechnung der Potentialdifferenz oder der Spannung zwischen zwei Punkten soll vorerst angenommen werden, daß die beiden Punkte 1 und 2 in der Entfernung x voneinander auf einer Kraftlinie eines homogenen Feldes liegen, d. h. eines Feldes, dessen Feldstärke an allen Stellen gleichgroß ist, was, wie später gezeigt wird, bei parallelen Ebenen der Fall ist. Dies vorausgesetzt, ist also die Feldstärke E_1 im Punkte 1 gleich der Feldstärke E_2 im Punkte 2. Es ist demnach:

$$E_1 = E_2 = E .$$

Es muß, um die Einheit der Ladung von 2 nach 1 zu bringen, entgegen der von 1 nach 2 gerichteten Kraft auf der Weglänge x zwischen den beiden Punkten eine Kraft $-E$ wirken und demgemäß eine Arbeit aufgewendet werden $= -E \cdot x$. Sind V_1 und V_2 die Potentiale der beiden Punkte, so ist nach der Erklärung für die Potentialdifferenz die aufzuwendende Arbeit auch $= V_1 - V_2$ und demnach $-E \cdot x = V_1 - V_2$ und

$$E = -\frac{V_1 - V_2}{x} = \frac{V_2 - V_1}{x} .$$

Für nicht homogene Felder kommen für x und V verschwindend kleine Werte in Betracht. Die Gleichung lautet dann $E = -\frac{dV}{dx}$, d. h. die Feldstärke ist gleich Abnahme des Potentials auf die Längeneinheit. Die Gleichung bringt eine wichtige Beziehung zwischen Feldstärke und Potential. Andererseits läßt sich das Potential bestimmen, wenn die Feldstärke bekannt ist, aus:

$$V = -\int E \cdot dx + \text{Const.}$$

Gemessen wird das Potential in elektrostatischen Einheiten der Spannung, wenn die Elektrizitätsmenge Q ebenfalls in elektrostatischen Einheiten eingesetzt war. Bei Anwendung der praktischen Einheit der Menge, 1 Coulomb $= 3 \cdot 10^9$ Einheiten, erhält man auch die Spannung in praktischen Einheiten, in Volt, wobei 1 Volt × 1 Coulomb $= 10^7$ Erg ist. Beim Übergang von einem Maßsystem ins andere hat man zu beachten, daß 1 elektrostatische Einheit der Spannung $= 300$ praktische Einheiten ist.

Das Verhältnis der Elektrizitätsmenge Q, die auf einem Leiter liegt, zu dem Potential V, welches dadurch hervorgerufen wird, hängt nur ab von der Gestalt und Größe des geladenen Leiters und heißt seine Kapazität. Bezeichnet man die Kapazität mit C, so ist

$$C = \frac{Q}{V} .$$

Die elektrostatische Einheit der Kapazität wird gemessen in cm. Als praktische Einheit hat man das Farad bzw. das Mikrofarad gewählt. Dabei ist:

$$1 \text{ Farad} = 9 \cdot 10^{11} \text{ cm},$$
$$1 \text{ Mikrofarad} = 10^{-6} \text{ Farad}.$$

Vorstehend wurden die für das elektrische Feld grundlegenden Begriffe so kurz wie eben möglich dargelegt. Da das elektrische Feld für die elektrische Gasreinigung der Grundstein ist, auf dem sich dies ganze Gebiet aufbaut, so soll nunmehr das Feld für die Gasreinigung im besonderen betrachtet werden.

Um ein Gas von den darin suspendierten körperlichen (festen oder tropfbarflüssigen) Teilchen zu reinigen, ist es erforderlich, jenes in ununterbrochenem Strom durch das elektrische Feld zu leiten. Das Feld wirkt dann etwa in ähnlicher Weise wie ein Filter. Aus der Notwendigkeit der Durchführung des Gasstromes durch das Feld ergibt sich mit Rücksicht auf die praktische Ausführung die Forderung, daß die Feldträger ganz oder teilweise die Führung der Gase, die Begrenzung der Gasleitung im Felde bilden müssen. Im großen und ganzen kommen für ein einzelnes Feld zwei Feldträger in Betracht, zwischen denen eine gewisse Potentialdifferenz herrscht, und zwischen denen das Gas hindurchgeleitet wird. Als Grundformen für die Feldträger kommen daher in Frage:

1. zwei koaxiale Zylinderflächen,
2. zwei parallele ebene Flächen.

Diese beiden Grundformen der Feldträger sind nun keineswegs einander gleichwertig. Die Verwendung koaxialer Zylinderflächen bietet nämlich gegenüber der parallelebener Flächen sowohl in rein elektrischer Beziehung wie auch aus Gründen der praktischen Ausführung unter Berücksichtigung der in Frage kommenden elektrischen Bedingungen so ungeheure Vorteile, daß im allgemeinen bei richtiger Erkenntnis dieser Tatsache die Ausführung einer Gasreinigungsanlage mit parallelebenen Flächen als Feldträger so gut wie ausgeschlossen erscheint. Es sollen daher für die genannten beiden Grundformen die Verhältnisse in elektrischer wie praktischer Beziehung gegeneinander abgewogen werden.

1. Koaxiale Zylinderflächen.

Wird ein zylindrischer Leiter mit Elektrizität geladen, so tritt nach erfolgter Ladung Gleichgewichtszustand ein. Infolge der abstoßenden Kräfte der kleinsten Elektrizitätsteilchen verteilt sich die ganze Ladung gleichmäßig an der Ober-

fläche des Leiters. Es bildet sich also ein dünner Hohlzylinder aus Elektrizität mit dem Leiter als festen Kern. Von der Zylinderoberfläche gehen dann die Kraftlinien strahlenförmig nach außen. Es sei nun ein zylindrischer Leiter mit Radius r und der Länge l mit der Elektrizitätsmenge Q geladen. Die Ladung für die Längeneinheit ist dann:

$$\sigma = \frac{Q}{l}.$$

Die Feldstärke in einem beliebigen Punkte X des Feldes findet man, indem man durch den Punkt X sich eine Niveaufläche, einen koaxialen Zylinder mit dem Radius x und der Länge $d\,l$, gezeichnet denkt. Durch diese Niveaufläche von der Größe $2\pi x\,d\,l$ geht der Kraftfluß einer entsprechenden Länge des Leiters. Es ist

$$E\int d f = E\,2\pi x\,d\,l;$$

nach früher ist

$$E\int d f = \frac{4\pi Q}{\varepsilon}$$

demnach

$$E\,2\pi x\,d\,l = \frac{4\pi Q}{\varepsilon}.$$

Die von der Niveaufläche eingeschlossene Ladung nach obigem:

$$Q = \sigma\,d\,l.$$

Setzt man diesen Wert für Q ein, so ist:

$$E = \frac{4\pi\sigma\,d\,l}{2\pi x\,\varepsilon\,d\,l} = \frac{2\sigma}{\varepsilon x}.$$

Die Feldstärke in der Nähe eines geladenen Zylinders ist also umgekehrt proportional der Entfernung x des Punktes von der Zylinderachse. Sie wird ein Maximum für das kleinstmögliche x, also für $x = r$.

Wird nun ein Hohlzylinder, ein Rohr, mit Elektrizität geladen, so gehen die Kraftlinien, wie aus der Verteilung der Elektrizität auf der Oberfläche des Leiters folgt und durch Versuche bestätigt werden kann, praktisch nur nach außen. Im Inneren herrscht daher überall die Feldstärke 0. Sein Potential dagegen ist im Inneren an allen Punkten konstant. Wäre es das nicht, wäre es etwa kleiner als das des Zylinders, so müßten auch Kraftlinien nach dem Inneren gehen, was aber nicht der Fall ist.

Betrachten wir nun das elektrische Feld zwischen zwei parallelen Ringflächen. Der innere zylindrische Leiter 1 in Fig. 1 — etwa ein Draht — mit dem Radius r sei mit der Elektrizitätsmenge $+Q$, das äußere koaxiale Rohr 2 mit dem Radius R mit der gleichgroßen Elektrizitätsmenge $-Q$ geladen. Wir finden die Feldstärke in einem beliebigen Punkte X des Feldes:

1. von 1 hervorgerufen:

$$E_1 = \frac{2Q}{\varepsilon l x},$$

2. von 2 hervorgerufen:

$$E_2 = 0$$

und die resultierende Feldstärke:

$$E_x = E_1 + E_2 = \frac{2Q}{\varepsilon l x}.$$

Das Potential im Punkte X ist, da nach früherem:

$$E = -\frac{dV}{dx} = \frac{2Q}{\varepsilon l x}$$

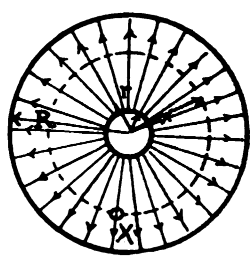


Fig. 1.

und demnach

$$V = -\int \frac{2Q\,dx}{\varepsilon l x}.$$

1. von 1 hervorgerufen:

$$V_1 = -\frac{2Q}{\varepsilon l}\ln x + \text{const.}$$

2. von 2 hervorgerufen:

$$V_2 = \text{const.}$$

das resultierende Potential:

$$V_x = V_1 - V_2 = -\frac{2Q}{\varepsilon l}\ln x + \text{const.}$$

Verlegen wir nun X

1. an die Oberfläche des inneren Zylinders, dann ist für $x = r$:

$$V_1 = -\frac{2Q}{\varepsilon l}\ln r + \text{const.}$$

2. an die Innenwand des Rohres, dann ist für $x = R$:

$$V_2 = -\frac{2Q}{\varepsilon l}\ln R + \text{const.}$$

Die Potentialdifferenz zwischen 1 und 2 ist also:

$$P = V_1 - V_2 = -\frac{2Q}{\varepsilon l}\ln r + \frac{2Q}{\varepsilon l}\ln R,$$

$$P = \frac{2Q}{\varepsilon l}\ln\frac{R}{r}.$$

Die Kapazität der Anordnung berechnet sich aus

$$C = \frac{Q}{P},$$

wenn aus der Gleichung für P der Wert für Q eingesetzt wird

$$Q = \frac{P \varepsilon l}{2 \ln \frac{R}{r}}$$

zu

$$C = \frac{\varepsilon l}{2 \ln \frac{R}{r}}.$$

Setzen wir den Wert für Q in die Gleichung für die resultierende Feldstärke

$$E_x = -\frac{dV}{dx} = \frac{2Q}{\varepsilon l x}$$

ein, so ergibt sich

$$E_x = \frac{P}{x \ln \frac{R}{r}}.$$

Dieser Wert versteht sich in Volt pro cm, wenn wir P in Volt einführen. Wir erhalten so die Feldstärke in einem Punkte X des Feldes „r bis R", wenn P gegeben ist. Andererseits ist die Feldstärke ein Maß für die Beanspruchung des zwischen den Feldträgern befindlichen Stoffes.

Nunmehr soll eine ähnliche Gleichung für zwei parallelebene Flächen zum späteren Vergleiche aufgestellt werden.

2. Parallele ebene Flächen.

Eine ebene Blechplatte sei mit der Elektrizitätsmenge $\sigma = \frac{Q}{F}$ pro cm² ihrer Fläche geladen.. Zur Bestimmung der Feldstärke in der Umgebung der Platte errichten wir auf jeder Seite der Platte einen kleinen senkrechten Zylinder von der Höhe H und der Grundfläche O. Wie bereits mehrfach erwähnt, stehen die Kraftlinien senkrecht zur geladenen Fläche. Für das Flächenintegral $E\int df$ kommen daher nur die beiden Endflächen O der Hilfszylinder in Betracht. Es ist also

$$E\int df = E\,2\,O$$

und die von den Zylindern eingeschlossene Ladung $= \sigma O$. Nach dem Gaussschen Satze ist ja

$$E\int df = \frac{4\pi}{\varepsilon}\sum Q.$$

Für den vorliegenden Fall ist:

$$E\int df = \frac{4\pi}{\varepsilon}\sigma O,$$

$$E\,2\,O = \frac{4\pi}{\varepsilon}\sigma O,$$

daraus:

$$E = \frac{2\pi\sigma}{\varepsilon}.$$

Die Feldstärke E ist in allen Punkten konstant. Wir haben es hier mit einem sogenannten homogenen Felde zu tun.

Zwei parallele Ebenen 1 und 2 in der Entfernung d voneinander seien mit den Elektrizitätsmengen $+Q$ bzw. $-Q$ geladen. Fig. 2.

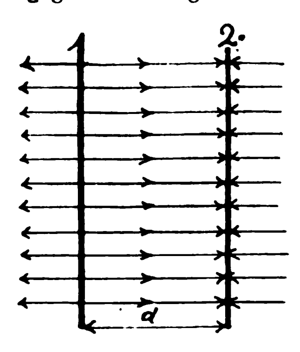


Fig. 2.

Nach früheren Darlegungen war:

$$E = \frac{4\pi Q}{\varepsilon d f}$$

und daher für eine Plattenseite

$$E = \frac{2\pi Q}{\varepsilon F}.$$

Die Feldstärke in einem Punkte X zwischen den Platten ist

1. von 1 hervorgerufen:

$$E_1 = \frac{2\pi Q}{\varepsilon F},$$

2. von 2 hervorgerufen:

$$E_2 = \frac{2\pi Q}{\varepsilon F}.$$

Die resultierende Feldstärke im Punkte X ist:

$$E_x = E_1 + E_2 = \frac{4\pi Q}{\varepsilon F}.$$

Das Potential im Punkt X ergibt sich aus:

1. von 1 hervorgerufen:

$$V_1 = -\frac{2\pi Q}{\varepsilon F}\bar{x}_1 + \text{const.},$$

2. von 2 hervorgerufen:

$$V_2 = \frac{2\pi Q}{\varepsilon F}H_2 + \text{const.},$$

wobei x_1 bzw. x_2 die Entfernung des Punktes X von 1 bzw. 2 ist. Während die Feldstärke in beiden Fällen das gleiche Vorzeichen hatte, da, wie aus Fig. 2 ersichtlich, die Kraftlinien innerhalb des

Feldes die gleiche Richtung haben, haben die Potentiale entgegengesetzte Vorzeichen, weil die Ladung von 2 derjenigen von 1 entgegengesetzt ist. Das resultierende Potential im Punkt X ist:

$$V_x = V_1 + V_2 = \frac{2\pi Q}{\varepsilon F}(x_2 - x_1) + \text{const.}$$

Hiermit ist das Potential in einem beliebigen Punkte X bekannt. Verlegen wir X nacheinander an die Oberfläche der Platten, so wird:

1. für $x_1 = 0, \quad x_2 = d$

$$V_1 = \frac{2\pi Q}{\varepsilon F} d,$$

2. für $x_1 = d, \quad x_2 = 0$

$$V_2 = -\frac{2\pi Q}{\varepsilon F} d.$$

Die Potentialdifferenz zwischen 1 und 2 ist also:

$$P = V_1 - V_2 = \frac{4\pi Q}{\varepsilon F} d.$$

Die Kapazität der Anordnung ergibt sich aus

$$C = \frac{Q}{P},$$

wobei aus der Gleichung für P

$$Q = \frac{P \varepsilon F}{4\pi d}$$

und daher

$$C = \frac{\varepsilon F}{4\pi d}.$$

Setzen wir den eben aus der Gleichung für P gefundenen Wert für

$$Q = \frac{P \varepsilon F}{4\pi d}$$

in die Gleichung für die resultierende Feldstärke ein, so erhalten wir die Beanspruchung:

$$E_x = \frac{4\pi}{\varepsilon F} \cdot \frac{P \varepsilon F}{4\pi d} = \frac{P}{d}.$$

Die Beanspruchung in einem durch zwei parallele Ebenen gebildeten elektrischen Feld ist an allen Stellen die gleiche. Das Feld ist homogen.

Für die Beurteilung der beiden Grundformen des elektrischen Feldes haben wir die beiden Gleichungen gefunden:

1. für zwei parallele Ringflächen:

$$E_x = \frac{P}{x \ln \frac{R}{r}}.$$

2. für zwei parallele Ebenen:

$$E_x = \frac{P}{d}.$$

Bevor aber ein Abwägen der Ergebnisse gegeneinander erfolgen kann, ist es erforderlich, noch über Vorgänge im elektrischen Felde zu sprechen, von denen bisher hier nicht die Rede war. Diese Vorgänge werden zusammengefaßt unter den Begriff der Ionisation.

Legt man an zwei parallele Blechtafeln 1 und 2 (Fig. 3), die durch eine Gasschicht voneinander getrennt sind, einen Spannungsunterschied, indem man sie etwa mit den Polen einer Batterie verbindet, so bildet sich zwischen ihnen ein elektrisches Feld, dessen Stärke von der angelegten Potentialdifferenz abhängt. Da die Gase aber für gewöhnlich nichtleitend sind, geht zwischen den beiden Tafeln kein Strom über. Läßt man jedoch auf die Gasschicht z. B. ultraviolette Strahlen, etwa von einer Quecksilberdampflampe, einwirken, so kann man

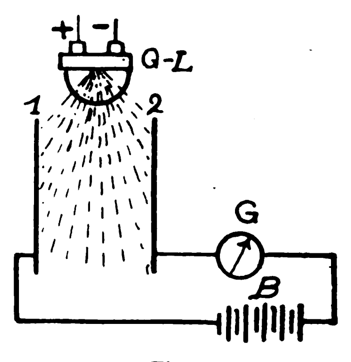


Fig. 3.

beobachten, daß das in den Stromkreis eingeschaltete Galvanometer ausschlägt. Daraus folgt, daß jetzt zwischen den beiden Leitern 1 und 2 durch die Gasschicht ein Strom übergeht, daß also das Gas nunmehr leitend geworden sein muß. Man sagt, das Gas ist durch die Strahlen „ionisiert". Als weitere „Ionisatoren" kommen außer ultravioletten Strahlen u. a. vor allen Röntgen- und Kathodenstrahlen, Strahlen von radioaktiven Stoffen und von glühenden Körpern in Betracht.

Bevor hier weiter über die Ionisierung der Gase die Rede ist, seien noch einige Worte über die Elektronen gesagt. Bei der heute allgemein üblichen stofflichen Auffassung der Elektrizität versteht man unter einem Elektron die kleinstmögliche Elektrizitätsmenge. Das Elektron ist also das Atom der Elektrizität. Wie aus der Elektrolyse bekannt ist, führt jedes Grammäquivalent eines Körpers, d. h. die Anzahl von Grammen eines Körpers, die gleich seinem Äquivalentgewicht ist, stets eine gleichgroße Elektrizitätsmenge mit sich, und diese Elektrizitätsmenge ist gleich 96494 Coulomb. Es ist also z. B. 1 g Wasserstoff mit 96494 Coulomb fest verbunden. Da 1 g Wasserstoff $607 \cdot 10^{21}$ (Konstante von Loschmidt) Atome enthält, so ist ein Atom mit einer Elektrizitätsmenge $= \frac{96494}{607 \cdot 10^{21}} = 1{,}591 \cdot 10^{-19}$ Coulomb verbunden. In elektrostati-

schen Einheiten — 1 Coulomb $3 \cdot 10^9$ — beträgt dieser Wert $4{,}774 . 10^{-10}$. Die Elektrizitätsmenge von $4{,}774 . 10^{-10}$ ist also mit jedem Wasserstoffatom verbunden. Sie stellt das elektrische Elementarquantum dar. Versuche mit anderen Gasen ergaben den gleichen Wert für die Einheitsladung, für das Elektron. Die Verbindung von einem oder mehreren Elektronen mit einem Atom bzw. Molekül eines Körpers bildet ein „Ion". Für gewöhnlich befinden sich die mit einem Atom oder Molekül verbundenen Elektronen im Gleichgewicht, so daß sie nach außen nicht in Erscheinung treten. Erst wenn auf sie u. a. die oben als Beispiel angezogenen Strahlen einwirken, tritt die Ionisierung ein.

Die Ionisierung der Gase kann man sich so erklären, daß einige von den Gasteilchen durch die Strahlen gespalten und auseinander gerissen werden, so daß dadurch freie, positiv und negativ geladene Teilchen entstehen. Im besonderen ist es möglich, daß aus einem Gasmolekül ein negatives Elektron abgetrennt wird, und daß der Rest als positives Ion erscheint. Analog der elektrolytischen Dissoziation können aber auch die Gasmoleküle in positive und negative Ionen gespalten werden. Eine weitere Möglichkeit ist die Verbindung von abgeschleuderten negativen Elektronen mit neutralen Gasmolekülen zu größeren negativ geladenen und von den positiven Resten von Atomen mit weiteren neutralen Molekülen zu größeren positiv geladenen Komplexen. Diese Komplexe, die gewöhnlich Ionenladung besitzen, aber eine weit größere Masse haben, nennt man „Molionen" oder „große Ionen". Wenn der Ionisator nicht mehr auf die Gase einwirkt, so tritt von selbst eine Wiedervereinigung der Gasionen zu neutralen Molekülen ein. Man bezeichnet diesen Vorgang als Rekombination.

Für einen festgelegten Abstand der Platten (Fig. 3), die man auch als Elektroden bezeichnet, und für einen bestimmten Spannungsunterschied an den Platten ist die Größe des Stromes zwischen ihnen abhängig von der Stärke der Ionisation.

Bei gleicher Spannung und gleichstarker Ionisation wächst der Strom mit der Vergrößerung des Plattenabstandes. Diese Erscheinung steht im Gegensatz zu der sonst bekannten Tatsache, nach der unter sonst gleichen Bedingungen ein Strom sich verringert bei Vergrößerung seines Weges, also seines Widerstandes. Man kann sich jedoch diese Erscheinung durch den Umstand erklären, daß bei Vergrößerung des Elektrodenabstandes eine größere Anzahl von Gasionen zwischen den Elektroden für den Transport der Elektronen von einer Elektrode zur anderen vorhanden sind. Bei gleichem Elektrodenabstand und gleichstarker Ionisation wächst anfänglich der Strom proportional mit dem Spannungsunterschied. Er steigt dann aber weniger und immer weniger bei gleichen Spannungsstufen und erreicht schließlich ein Maximum.

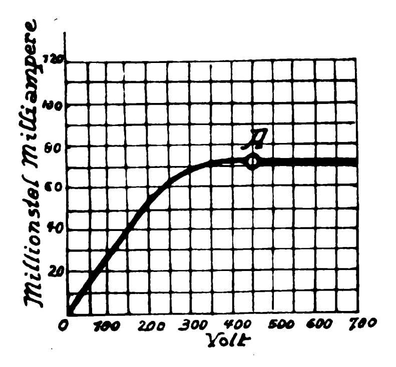


Fig. 4.

Bei weiterer Erhöhung der Spannung bleibt nun also der Strom konstant. Die Größe des Stromes in diesem Falle bezeichnet man als „Sättigungsstrom" und den dazu gehörigen Wert der Spannung, bei dem gerade das Maximum der Stromintensität erreicht ist, als „Sättigungspotential".

Die in Fig. 4 gezeichnete Kurve gibt die Größe des Stromes in Abhängigkeit von der Spannung wieder für einen bestimmten Ionisationsbetrag und bei einem bestimmten Elektrodenabstand. Im Punkt A ist der Sättigungsstrom mit $73 . 10^{-10}$ Amp. bei 450 Volt Spannung erreicht. Da im Bereich derartig geringer Spannungen ein Strom nicht selbständig, sondern nur unter der Wirkung eines Ionisators auftritt, bezeichnet man diesen Vorgang als unselbständige Strömung. (Schluß folgt.)

Originalmitteilungen.

Ein Näherungsverfahren zur Bestimmung von kritischen Drehzahlen.

Von H. Carsten.

Vorbemerkung der Schriftleitung. Das Problem der kritischen Drehzahlen umlaufender Maschinenwellen ist ein Resonanzproblem. Man betrachtet die Maschinenwelle mit den auf ihr befestigten Massen (Räder usw.) als ein elastisches System, welches eine Anzahl von Biegungseigentönen besitzt entsprechend der Zahl seiner Freiheitsgrade. Die Biegungsschwingungsfähigkeit des Systems ist nun periodischen Erregungen ausgesetzt, durch die Fliehkraft- und Schwerewirkungen der auf die Welle aufgesetzten Massen. Die ersteren sind eine Folge der selten ganz vermeidbaren Symmetriefehler der Rädermontage, die letzteren sind verursacht durch die elastische Verzerrung der Wellenachse infolge der Gewichte und verschwinden nur bei genau senkrecht stehenden Wellen. Die Frequenz dieser Erregung fällt für die Fliehkraftwirkungen mit der Wellen-

drehzahl, für die Schwerewirkungen im allgemeinen mit der halben Drehzahl zusammen.

Nach diesen Vorbemerkungen kann das Drehzahlproblem als physikalisch gelöst betrachtet werden, wenn es gelingt, Wellen herzustellen, deren Biegungseigentöne von der ganzen oder halben Drehzahlfrequenz genügend verschieden sind. Hierzu gehört aber die Lösung einer mathematischen Aufgabe, nämlich die Vorausberechnung der Biegungseigentöne einer Welle mit aufgesetzten Einzelmassen. Diese Aufgabe besteht in der Bestimmung der Biegungsgestalt des schwingenden Stabes, als welchen man sich die Welle mit ihren Massen vorzustellen hat, an Hand seiner gewöhnlichen oder partiellen Schwingungsdifferentialgleichungen, in Verbindung mit den Grenzbedingungen, aus deren Verein man eine bei endlicher Freiheitszahl algebraische, sonst transzendente Gleichung, die sogenannte Periodengleichung ableitet, deren Wurzeln unmittelbar die gesuchten Eigentöne liefern.

Bei zahlreichen Massen und vielfachen Lagerungen der Welle werden aber die Differentialgleichungen und Grenzbedingungen so verwickelt, daß die Lösung der Periodengleichung zu große Schwierigkeiten verursacht.

Man zieht es daher vor, von vornherein eine bestimmte Biegungsgestalt des Stabes als Schwingungsform vorauszusetzen. Als solche bietet sich in erster Linie die gewöhnliche statische Gestalt bei ruhender Welle dar, die mit der wirklichen dieselben Grenzbedingungen besitzt. Die statische Biegungslinie ist aber nach bekannten Methoden leicht zu ermitteln und führt so zu Näherungsansätzen für die gesuchten Eigentöne, die man in der Technik als kritische Drehzahlen bezeichnet.

Die folgende Arbeit des Herrn H. Carsten bietet zunächst die graphische Ausgestaltung einer derartigen Drehzahlbestimmung für ein einfaches praktisches Beispiel, um dann auf Grund des eben auseinandergesetzten physikalischen und mathematischen Sachverhaltes eine allgemeinere Untersuchung der kritischen Drehzahlen mehrfach gelagerter Wellen mit zahlenmäßiger Anwendung zu veranstalten.

Vor einiger Zeit wies H. Lorenz[1]) auf eine von Kull[2]) angegebene Formel hin, welche die kritischen Drehzahlen von Biegungswellen näherungsweise zu berechnen gestattet. Diese Beziehung ergab sich in der Art, daß in der Arbeitsgleichung der rotierenden Welle die Abhängigkeit der Auslenkungen vom Ort in erster Annäherung durch die Biegungslinie der ruhenden Welle ersetzt wurde, welche denselben Grenzbedingungen genügen muß. Da also zur Anwendung nur die Kenntnis der elastischen Linie einer Welle erforderlich ist, hat man die Möglichkeit, auch bei verwickelten Fällen, wie sie die Praxis meist darbietet, verhältnismäßig schnell zum Ziel der Untersuchung zu gelangen. Hierbei erscheint der graphische Weg als allein gangbar, welcher auch jeweils besonders vorhandene Nebeneinflüsse auf die kritische Drehzahl zu berücksichtigen erlaubt, ohne dadurch an Einfachheit zu verlieren.

I. Anwendung der Kullschen Näherungsformel.

Wir wollen — unter Hinweis auf die angezogenen Arbeiten — die Entwicklung der erwähnten Formel als bekannt voraussetzen und schreiben nur diese selbst an. Es ist

$$\omega_k^2 = g \frac{\Sigma r m + \int_0^l r\, d m_0}{\Sigma r^2 m + \int_0^l r^2\, d m_0} \qquad (1)$$

Dabei bedeutet

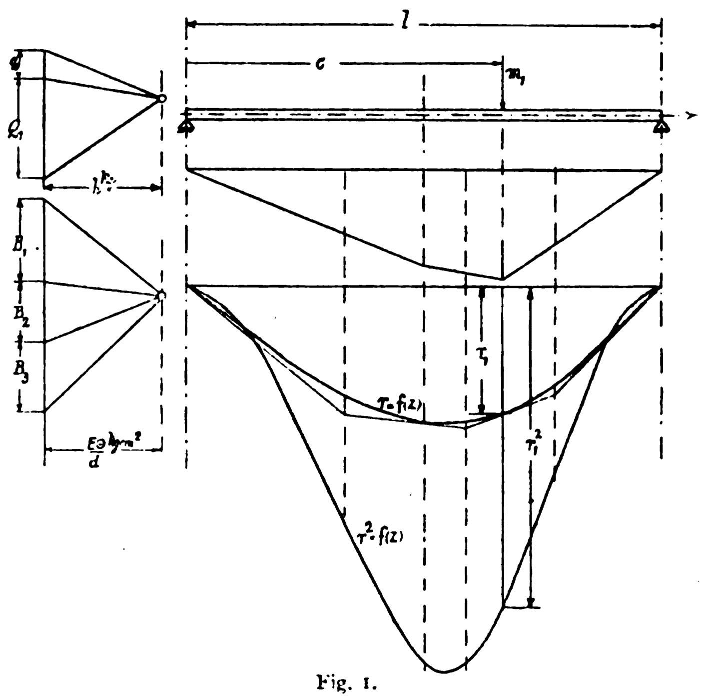


Fig. 1.

ω_k die kritische Winkelgeschwindigkeit der Welle,
m_0 die Eigenmasse der Welle,
m die auf der Welle angeordneten Einzelmassen,
r die Ordinaten der statischen Biegungslinie an den betreffenden Belastungsstellen,
g die Erdbeschleunigung.

Die Integrale erstrecken sich über die gesamte Wellenlänge l. Zur Bestimmung von ω_k können nach Konstruktion der elastischen Linie die Einzelausdrücke des rechts stehenden Quotienten aus der Zeichnung entnommen bzw. berechnet werden. Wir wollen das zunächst an einem einfachen Beispiele erläutern.

Eine glatte Welle mit dem Querschnittsträgheitsmoment θ (Fig. 1), deren Material den Elastizitätsmodul E besitzen möge, sei an den Punkten

[1]) H. Lorenz, Die Berechnung kritischer Drehzahlen von Biegungswellen, Zeitschr. für das gesamte Turbinenwesen 1920, S. 229 ff.

[2]) Kull, Neue Beiträge zum Kapitel: Kritische Drehzahlen rasch umlaufender Wellen, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. 1918, S. 249 ff.

A und B im Abstande l voneinander gelagert und durch ein Gewicht, etwa das eines Laufrades, belastet. Die elastische Durchbiegung, welche die Welle im Zustande der Ruhe annimmt, wird nach dem bekannten Verfahren von Mohr gefunden. Es sollen dabei folgende Maßstäbe eingeführt werden:

1. Längenmaßstab a (1 cm = a cm),
2. Kräftemaßstab b (1 cm = b kg),
3. Maßstab der Belastungsflächen c (1 cm = c kgcm²),
4. Maßstab der Durchbiegungen $d = \frac{E\theta \cdot b}{h \cdot c}$, wenn der Polabstand h des Kräftedreiecks in kg gemessen wird.

Zu der elastischen Linie wird die Quadratkurve gezeichnet, indem an einer hinreichenden Anzahl Stellen die Ordinaten r gemessen und deren Quadratwerte aufgetragen werden.

Es sind nun die Integrale

$$\int_0^l r\,d m_0 \quad \text{und} \quad \int_0^l r^2\,d m_0$$

auszuwerten.

Da zunächst eine Welle von konstantem Durchmesser angenommen ist, so gilt hierfür

$$d m_0 = \frac{m_0}{l} \cdot d z = \mu \cdot d z,$$

worin μ die spezifische Massenbelastung darstellt. Also wird

$$\int_0^l r\,d m_0 = \mu \int_0^l r\,d z \quad \text{und} \quad r^2\,d m_0 = \mu \int_0^l r^2\,d z$$

und, nachdem die von der Schlußlinie und dem Linienzuge r bzw. r^2 begrenzte Fläche ausplanimetriert ist

$$\int_0^l r\,d m_0 = \mu \cdot F' \cdot \frac{a^2}{d} \quad \text{bzw.} \quad r^2\,d m_0 = \mu \cdot F'' \cdot \frac{a^3}{d^2}.$$

An der Stelle, an welcher die Last angreift, beträgt die Durchbiegung

$$r_1 \cdot \frac{a}{d}\,\text{cm},$$

so daß die Gleichung für die kritische Geschwindigkeit jetzt lautet:

$$\left.\begin{aligned} \omega_k^2 &= g\,\frac{r_1 \frac{a}{d} m_1 + \mu F' \cdot \frac{a^2}{d}}{r_1^2 \frac{a^2}{d^2} m_1 + \mu F'' \cdot \frac{a^3}{d^2}} = \\ &= g \cdot \frac{r_1 m_1 + a \mu F'}{r_1^2 m_1 + a \mu F''} \cdot \frac{d}{a}. \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Statt der Massen können auch die Gewichte eingeführt werden, da sich die Erdbeschleunigung heraushebt (bis auf den Faktor vor dem Bruchstrich). Wenn alle Größen in kg und cm ausgedrückt werden, ergibt sich für die kritische Drehzahl:

$$n_k = \frac{30}{\pi} \sqrt{\frac{981\,(r_1 m_1 + a \mu F') \cdot d}{(r_1^2 m_1 + a \mu F'') \cdot a}}. \quad (3)$$

Liegt statt einer glatten Welle eine solche mit Abstufung vor, so muß dem veränderlichen Trägheitsmoment sowie der Massenverteilung Rechnung getragen werden. Man reduziert die Momentenfläche, d. h. man verändert dieselbe so, als ob die Welle ein mittleres Trägheitsmoment θ_0 besäße, das über die ganze Wellenlänge konstant ist. Sind θ_1, θ_2 usf. die Trägheitsmomente der einzelnen Abschnitte, so planimetriert man die Momentenfläche ($f = f_1 + f_2 + \ldots$) vorerst und erhält dann für die Belastungszahlen:

$$B_1 = f_1 \cdot \frac{\theta_0}{\theta_1} a^2 h \,[\text{kg cm}^2]$$

und

$$B_2 = f_2 \frac{\theta_0}{\theta_2} a^2 h \,[\text{kg cm}^2] \text{ usf.}$$

Zur Ermittlung von

$$\int_0^l r\,d m_0 \quad \text{und} \quad \int_0^l r^2\,d m_0$$

werden die Teilflächen, die unter den Wellenabschnitten l_1, l_2 usf. konstanter spezifischer Belastung liegen, einzeln planimetriert. Es ergeben sich die Flächen

$$F_1', F_2' \ldots F_n' \quad \text{bzw.} \quad F_1'', F_2'' \ldots F_n''$$

mit den zugehörigen Werten:

$$\mu_1 = \frac{m_{01}}{l_1}; \quad \mu_2 = \frac{m_{02}}{l_2} \ldots$$

Es ist dann

$$\int_0^l r\,d m_0 = \frac{a^2}{d} \cdot \sum_1^n \mu_\nu F_\nu',$$

bzw.

$$\int_0^l r^2\,d m_0 = \frac{a^3}{d^2} \sum_1^n \mu_\nu F_\nu''$$

in die Rechnung einzuführen.

II. Berücksichtigung von Sondereinflüssen bei der Konstruktion der elastischen Linie.

Die Ermittlung der kritischen Drehzahl aus der vorgelegten statischen Biegungslinie kann somit

als klargestellt gelten.[1]) Es läßt sich nun nachweisen, daß die Genauigkeit solcher Untersuchungen durch unrichtige Einschätzung gewisser Nebeneinflüsse auf die Gestalt der elastischen Linie erheblich beeinträchtigt wird. Es sei daher an dieser Stelle insbesondere die Frage kurz erörtert, inwieweit durch die Lagerung und auf der Welle befestigte Laufräder eine Einspannung bzw. Versteifung des Wellenkörpers hervorgerufen werden kann.[2])

Bei Halslagern ist es ja von vornherein ausgeschlossen, daß ein Einspannen der Welle auftritt; wenn keine ballige Lagerung vorhanden ist, wird sich die Welle die zu stark tragenden Lagerflächen von selbst wegarbeiten, falls nicht schon vorher durch Ausschaben einem Wegfressen des Lagermetalls begegnet worden ist. Es findet sich nun oft die Ansicht vertreten, daß die Anordnung eines Kammlagers zwecks Aufnahme des Axialschubes der Turbinenwelle eine Einspannung derselben zur Folge hätte. Dies ist aber ebenso unmöglich. Zwischen den Gleitflächen muß sich stets eine Ölschicht erhalten können, wenn nicht ein Anfressen des weichen Lagermetalls erfolgen soll. Einem etwa vorhandenen Einspannmoment müßte eine Normalkraft an einem Hebelarm das Gleichgewicht halten, welcher, gegeben durch den Abstand von Hals- und Kammlager, in den meisten Fällen sehr klein ist im Verhältnis zur halben Wellenlänge. Das Öl erleidet unter dem Einfluß dieser Kraft an den äußeren Teilen der Kämme eine stärkere spezifische Pressung und wird dort ausweichen. Tritt eine direkte Berührung zwischen Welle und Lagermetall ein, so wird durch die sich entwickelnde Reibungswärme die Fließgrenze desselben erreicht werden; eine horizontale Einspannung durch das Traglager kann also nicht eintreten. Andererseits ist die Durchbiegung einer frei aufliegenden Welle in der Nähe des Halslagers so gering, daß auch zu scharfe Passung eines Kammlagers nicht als Einspannung wirken kann. Wenn nicht ganz besondere Lagerungsverhältnisse vorliegen, ist bei Bestimmung der kritischen Drehzahl die Welle als frei beweglich in den Lagern anzusehen.

Bei Berücksichtigung der versteifenden Wirkung der Laufradnaben auf die Welle spielt dasselbe Einspannproblem eine wesentliche Rolle. Es ist deshalb die Befestigungsart der Räder auf der Welle zu beachten. Häufig können Welle und Laufrad als ein zusammenhängender Körper angesehen werden (Lavalturbine); dementsprechend muß für die Breite des Rades eine Reduktion der Momentenfläche vorgenommen werden. Aber auch in allen den Fällen, bei denen durchbohrte Naben in irgendeiner Weise auf der Welle befestigt sind, muß dies die Durchbiegung beeinflussen. Wir sehen die Welle stets als in die Laufradnaben eingespannt an; da sie allseitig von dem Material der Nabe umschlossen ist, liegt hierzu mehr Berechtigung vor, als bei Lagern, wo zwischen den aneinander vorbeigleitenden Flächen sich noch eine Ölschicht erhalten muß. Bei Bestimmung der Durchbiegungen ist in erster Annäherung das Trägheitsmoment über den äußeren Nabendurchmesser zu nehmen.

[1]) Über den Annäherungsgrad der Ausgangsgleichung (1) siehe die zitierten Arbeiten von H. Lorenz und Kull. Auf eine eingehendere Untersuchuug der Fehlergrenzen muß hier verzichtet werden.

[2]) Hierzu siehe auch W. v. Borowicz, Beitrag zur Berechnung der kritischen Geschwindigkeiten usw., Dissert. München 1915, S. 28 ff. Die Ergebnisse dort stehen nicht im Einklang mit den hier gezogenen Schlußfolgerungen. Auf die Erörterung kann hier wegen Raummangels nicht eingegangen werden.

III. Kritische Geschwindigkeiten von Wellen, welche durch ihre Auflager mehrfach unterteilt sind.

Bei den zweifach gelagerten Wellen, deren Enden nicht über die Lager hinausreichen, liegt die zweite kritische Drehzahl oft so hoch, daß ihre Kenntnis für die Praxis keine Bedentung hat. Anders verhält es sich bei Wellen mit überhängenden Enden, oder auch bei mehr als zweifach gelagerten Wellen. Hier ist es leicht möglich, daß die kritischen Drehzahlen höherer Ordnung in den Bereich der praktisch erreichbaren Umlaufszahlen hineinfallen. Es soll im folgenden eine einfache Beziehung aufgestellt werden, welche die kritischen Drehzahlen zweiter und höherer Ordnung leicht zu bestimmen gestattet.

Für eine gewichtslose Welle mit zwei Einzelmassen gilt der Ansatz[1])

$$\left.\begin{aligned} r_1 &= \frac{Q_1}{\alpha_1^2} + \frac{Q_2}{\alpha_{12}^2} \\ r_2 &= \frac{Q_1}{\alpha_{21}^2} + \frac{Q_2}{\alpha_2^2}. \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Hierin bedeuten

$$Q_1 = m_1 r_1 \omega^2, \quad Q_2 = m_2 r_2 \omega^2$$

die Zentrifugalkräfte an den Befestigungsstellen der Massen m_1, m_2. Zwischen den Federzahlen und Winkelgeschwindigkeiten gelten die Beziehungen:

$$\omega_1^2 = \frac{\alpha_1^2}{m_1}, \quad \omega_2^2 = \frac{\alpha_2^2}{m_2}$$

$$\omega_{21}^2 = \frac{\alpha_{21}^2}{m_1}, \quad \omega_{12}^2 = \frac{\alpha_{12}^2}{m_2}.$$

[1]) Siehe H. Lorenz, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. 1919, S. 240 ff. Die Bezeichnungsweise ist dieser Arbeit entlehnt.

Die Rechnung liefert für die kritische Geschwindigkeit ω_k^2 die quadratische Gleichung

$$\left(\frac{1}{\omega_1^2} - \frac{1}{\omega_k^2}\right)\left(\frac{1}{\omega_2^2} - \frac{1}{\omega_k^2}\right) - \frac{1}{\omega_{12}^2\,\omega_{21}^2} = 0 \quad (5)$$

und daraus für die beiden Wurzeln ω_{k_1} und ω_{k_2} die Beziehung

$$\frac{1}{\omega_{k_1}^2} + \frac{1}{\omega_{k_2}^2} = \frac{1}{\omega_1^2} + \frac{1}{\omega_2^2}. \quad (6)$$

Befinden sich drei Massen auf der Welle, so ergibt sich für die kritische Geschwindigkeit eine Gleichung der Form

$$\left(\frac{1}{\omega_1^2} - \frac{1}{\omega_k^2}\right)\left(\frac{1}{\omega_2^2} - \frac{1}{\omega_k^2}\right)\left(\frac{1}{\omega_3^2} - \frac{1}{\omega_k^2}\right) - f(\omega_{12}^2\,\omega_{21}^2 \ldots) = 0$$

und wir sehen, daß die Summe der drei Wurzeln

$$\frac{1}{\omega_{k_1}^2} + \frac{1}{\omega_{k_2}^2} + \frac{1}{\omega_{k_3}^2} = \frac{1}{\omega_1^2} + \frac{1}{\omega_2^2} + \frac{1}{\omega_3^2} \quad (7)$$

ist. Allgemein ist bei n Schwungmassen:

$$\sum_1^n \frac{1}{\omega_{k_\nu}^2} = \sum_1^n \frac{1}{\omega_\nu^2}. \quad (8)$$

Man erkennt daraus, daß die Dunkerleysche Formel, angenähert, nur für die erste kritische Geschwindigkeit gilt:

$$\frac{1}{\omega_{k_1}^2} = \sum_1^n \frac{1}{\omega_\nu^2},$$

da die reziproken Werte der Quadrate der höheren kritischen Geschwindigkeiten sehr klein sind. Die Formel wird natürlich um so ungenauer, je näher die kritischen Geschwindigkeiten erster und höherer Ordnung aneinander liegen.

Wir gehen jetzt dazu über, die abgeleitete Beziehung [Gleichung (8)] auf eine Welle anzuwenden, welche beispielsweise durch ihre beiden Auflager in zwei Teile geteilt ist, also ein überhängendes Ende besitzt. Die kritische Geschwindigkeit ω_1 entstehe durch die Wirkung der Massen m_1, zwischen den Auflagern, und ebenso ω_2 allein durch die Wirkung der außerhalb der Lager befindlichen Massen m_2 (Fig. 2).

Wie bei unseren früheren Berechnungen verwenden wir zur Bestimmung der ersten kritischen Drehzahl ω_{k_1} die Biegungslinie bei ruhend wirkender Last. Sie wird gefunden als Summe der Durchbiegungen infolge der Massen m_1 und derjenigen infolge der Massen m_2. Diese Auslenkungen haben, entsprechend der Definition der kritischen Geschwindigkeit erster Ordnung, an jeder Stelle der Welle die gleiche Richtung. Die Biegungslinien r_I infolge m_1 und r_{II} infolge m_2, welche erst einzeln gezeichnet werden müssen, bevor sich durch Addition die resultierende Durchbiegung ergibt, liefern bei Anwendung unseres graphischen Näherungsverfahrens die kritischen Geschwindigkeiten ω_1 und ω_2; ω_{k_1} ergibt sich aus der resultierenden Biegungslinie r, und ω_{k_2} kann nach Gleichung (6) berechnet werden.

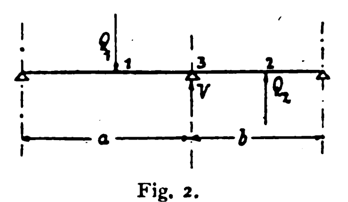


Fig. 2.

Ist die Welle dreifach unterteilt, mit beiderseitig überhängenden Enden, so ändert sich prinzipiell nichts an der Ermittlung von ω_{k_2} und ω_{k_3}. Es wird außer den Werten ω_1, ω_2 und ω_3 noch die kritische Drehzahl ω_{23} bestimmt, welche bei Belastung nur zweier Wellenteile entsteht. Es ist dann

$$\frac{1}{\omega_{k_2}^2} = \frac{1}{\omega_1^2} + \frac{1}{\omega_{23}^2} - \frac{1}{\omega_{k_1}^2}$$

und

$$\frac{1}{\omega_{k_3}^2} = \frac{1}{\omega_2^2} + \frac{1}{\omega_3^2} - \frac{1}{\omega_{23}^2};$$

durch Addition ergibt sich nämlich wieder die Gleichung (7).

Wir dehnen jetzt unsere Betrachtungen auch auf die dreifach gelagerte Welle aus. An dem mit a bezeichneten Abschnitte (Fig. 3) wirke eine resultierende Zentrifugalkraft Q_1, desgleichen an

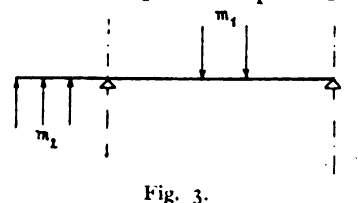


Fig. 3.

dem Wellenteil b die Kraft Q_2. Den Auflagedruck V des Mittellagers sehen wir als dritte Last an, so daß — mit verständlichen Bezeichnungen — der Ansatz für die dreifach belastete Welle auf zwei Stützen gilt:

$$\left.\begin{aligned} r_1 &= \frac{Q_1}{\alpha_1^2} + \frac{Q_2}{\alpha_{12}^2} + \frac{V}{\alpha_{13}^2} \\ r_2 &= \frac{Q_1}{\alpha_{21}^2} + \frac{Q_2}{\alpha_2^2} + \frac{V}{\alpha_{23}^2} \\ r_3 &= \frac{Q_1}{\alpha_{31}^2} + \frac{Q_2}{\alpha_{32}^2} + \frac{V}{\alpha_3^2} = 0. \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

An dem Punkt 3 muß die Durchbiegung verschwinden, so ist also:

$$V = -\alpha_3^2\left(\frac{Q_1}{\alpha_{31}^2} + \frac{Q_2}{\alpha_{32}^2}\right).$$

Wir ersetzen jetzt die Federungskonstanten durch die Winkelgeschwindigkeiten. Nach Elimination von V ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} r_1 &= r_1 \frac{\omega^2}{\omega_1^{\,2}} + r_2 \frac{\omega^2}{\omega_{12}^{\,2}} - \frac{\omega_3^{\,2}}{\omega_{13}^{\,2}}\left(r_1 \frac{\omega^2}{\omega_{31}^{\,2}} + r_2 \frac{\omega^2}{\omega_{32}^{\,2}}\right) \\ r_2 &= r_1 \frac{\omega^2}{\omega_{21}^{\,2}} + r_2 \frac{\omega^2}{\omega_2^{\,2}} - \frac{\omega_3^{\,2}}{\omega_{23}^{\,2}}\left(r_1 \frac{\omega^2}{\omega_{31}^{\,2}} + r_2 \frac{\omega^2}{\omega_{32}^{\,2}}\right). \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

Die weitere Rechnung führt dann auf die Gleichung

$$\left.\begin{aligned} &\left(\frac{1}{\omega_1^{\,2}} - \frac{\omega_3^{\,2}}{\omega_{13}^{\,2}\omega_{31}^{\,2}} - \frac{1}{\omega_k^{\,2}}\right) \cdot \\ &\quad \cdot \left(\frac{1}{\omega_2^{\,2}} - \frac{\omega_3^{\,2}}{\omega_{23}^{\,2}\omega_{32}^{\,2}} - \frac{1}{\omega_k^{\,2}}\right) - \\ &- \left(\frac{1}{\omega_{12}^{\,2}} - \frac{\omega_3^{\,2}}{\omega_{13}^{\,2}\omega_{31}^{\,2}}\right)\left(\frac{1}{\omega_{21}^{\,2}} - \frac{\omega_3^{\,2}}{\omega_{23}^{\,2}\omega_{32}^{\,2}}\right) = 0. \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

Diese Beziehung ist quadratisch für $\omega_k^{\,2}$, es hat also die dreifach gelagerte Welle zwei kritische Geschwindigkeiten. Für diese ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{\omega_{k_1}^{\,2}} + \frac{1}{\omega_{k_2}^{\,2}} &= \left(\frac{1}{\omega_1^{\,2}} - \frac{\omega_3^{\,2}}{\omega_{13}^{\,2}\omega_{31}^{\,2}}\right) \\ &\quad + \left(\frac{1}{\omega_2^{\,2}} - \frac{\omega_3^{\,2}}{\omega_{23}^{\,2}\omega_{32}^{\,2}}\right). \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

Wir setzen die Klammerausdrücke

$$\left(\frac{1}{\omega_1^{\,2}} - \frac{\omega_3^{\,2}}{\omega_{13}^{\,2}\omega_{31}^{\,2}}\right) = \frac{1}{\omega_a^{\,2}};$$

$$\left(\frac{1}{\omega_2^{\,2}} - \frac{\omega_3^{\,2}}{\omega_{23}^{\,2}\omega_{32}^{\,2}}\right) = \frac{1}{\omega_b^{\,2}},$$

und erkennen, daß ω_a und ω_b diejenigen kritischen Geschwindigkeiten sind, welche bei alleiniger Wirkung der Belastungen Q_1 bzw. Q_2 entstehen würden.

Wir sind jetzt also auch in der Lage, für die dreifach gelagerte Welle ohne besondere Umstände die in Betracht kommenden kritischen Geschwindigkeiten zu berechnen. Dies soll noch an einem besonderen Beispiel erläutert werden.

IV. Die dreifach gelagerte Welle.

a) Das graphische Verfahren zur Bestimmung der kritischen Drehzahlen.

Die im Anfang entwickelte Näherungsformel zur Ermittelung der kritischen Drehzahl behält ihre Gültigkeit für jede Lagerungsart, da bei ihrer Ableitung keine diesbezüglichen Einschränkungen gemacht worden sind. Also bleibt auch bei der dreifach gelagerten Welle die Konstruktion der Linie der statischen Durchbiegungen die Hauptaufgabe.

Wie bereits oben erwähnt, sind die Belastungen so zu denken, daß die durch sie hervorgerufenen Durchbiegungen gleich gerichtet sind.

Zur Konstruktion der elastischen Linie denken wir uns die Welle zunächst in B zerschnitten (Fig. 4). In gewohnter Weise finden wir für den linken Teil der Welle die von den Lasten P hervorgerufene Biegungslinie r_P und damit auch den Neigungswinkel derselben im Punkte B, welcher mit β_P bezeichnet werden soll. Entsprechend wird für den rechten Wellenteil infolge der Last Q die Biegungslinie r_Q, sowie der Winkel α_Q gefunden. Der Einfluß der beiden Wellenteile aufeinander macht sich durch ein Moment geltend, welches in B einen größten Wert besitzt und nach den Enden der Welle linear abnimmt. Die Größe des Momentes in B wird gleich der Einheit angenommen. Nach eventueller Reduktion auf ein mittleres Trägheitsmoment ergeben sich die beiden Zweige einer Biegungslinie r_1 infolge des Einheitsmomentes.

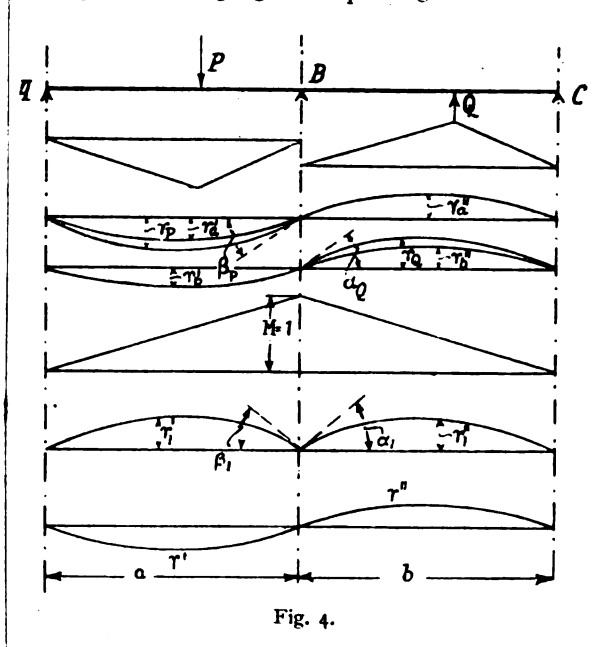


Fig. 4.

Die Neigungswinkel im Punkte B, welche von der Einheit des Momentes hervorgerufen werden, sind α_1 und β_1. Aus der Bedingung der Stetigkeit der elastischen Linie ergibt sich das tatsächlich wirkende Moment

$$M = \frac{\alpha_Q + \beta_P}{\alpha_1 + \beta_1}.$$

Für $Q = 0$ wird das Moment

$$M_a = \frac{\beta_P}{\alpha_1 + \beta_1},$$

desgleichen für $P = 0$:

$$M_b = \frac{\alpha_Q}{\alpha_1 + \beta_1}.$$

Es wird sodann die Durchbiegung der Welle unter dem Einfluß der Belastungen P für den linken Wellenteil

$$r_a' = r_P - M_a \cdot r_1',$$

und für den rechten Wellenteil

$$r_a'' = M_a \cdot r_1''.$$

Wirken nur die Belastungen „Q", so ist für den linken Wellenteil

$$r_b' = M_b \cdot r_1',$$

und für den rechten Wellenteil

$$r_b'' = r_Q - M_b \cdot r_1''.$$

Die resultierende elastische Linie ergibt sich durch Addition der durch die Lasten P und durch die Lasten Q entstandenen Durchbiegungen. Für die linke Seite ist

$$r' = r_a' + r_b' = r_P - r_1' \cdot M$$

und für die rechte Seite

$$r'' = r_a'' + r_b'' = r_Q - r_1'' \cdot M.$$

Die kritische Drehzahl n_{k_1} kann jetzt aus der resultierenden elastischen Linie mit Hilfe der Quadratkurve ermittelt werden. Desgleichen ergibt sich der Wert n_a, welcher durch die Wirkung der Belastungen P allein entsteht aus der Biegungslinie r_a, und der Wert n_b ebenso aus der Biegungslinie r_b.

Sodann wird die zweite kritische Drehzahl aus der Gleichung

$$\frac{1}{n_{k_2}^2} = \frac{1}{n_a^2} + \frac{1}{n_b^2} - \frac{1}{n_{k_1}^2}$$

berechnet.

b) Berechnungsbeispiel einer dreifach gelagerten Welle.

Im Folgenden wird die kritische Geschwindigkeit einer dreifach gelagerten Welle ermittelt werden (Fig. 5). Als Beispiel ist die Versuchswelle von Stodola gewählt worden (A. Stodola, Die Dampfturbinen, IV. Auflage, S. 308).

Die Welle sei auf einer Spannweite (AB) durch eine schmiedeeiserne Scheibe belastet. Die Abmessungen der Scheibe und der Welle gehen aus nachstehender Tabelle hervor[1]):

Spannweite			$A-B$	$B-C$
Welle	Durchmesser d	mm	15	15
	Querschnitt q	cm²	1,767	1,767
	Länge l	mm	750	750
	Gewicht G	kg	1,032	1,032
Scheibe (befindet sich auf der Mitte der Spannweite $A-B$)	Durchmesser D	mm	190	—
	Breite s	mm	16	—
	Gewicht G_1	kg	3,53	—

Konstruktion der Linie r_P.

Nr.	1	2	3	4	5	6
f [cm²] .	4,77	36,4	69,3	69,2	36,25	4,75
[kg cm²] $B = f a^2 h$	64,4	491,5	935,5	934,0	489,5	64,1

[1]) Die Maßstäbe sind aus der Fig. 5 zu ersehen.

Es ergibt sich für die Neigung der elastischen Linie im Punkte B der Wert:

$$\beta_P = 24{,}75 \text{ cm}.$$

Die Ordinate der Momentenfläche in B wurde zu 5 cm angenommen. Da die Welle konstanten Durchmesser hat und die beiden Spannweiten gleich lang sind, stimmen die Momentenflächen für beide Teile überein. Es ist jedesmal

$$f = 5 \cdot 12{,}5 = 62{,}5 \text{ cm}^2$$

und daraus

$$B = f \cdot a^2 \cdot h = 9 \cdot 1{,}5 \cdot 62{,}5 = 844 \text{ kg cm}^2.$$

Es wird also

$$\beta_1 = \alpha_1 = 9{,}4 \text{ cm}.$$

Die elastischen Linien infolge der Einheit des Momentes verlaufen symmetrisch zu B. Es ergibt sich nun für das tatsächlich wirkende Moment

$$M_a = \frac{\beta_P}{\alpha_1 + \beta_1} = \frac{24{,}75}{18{,}8} = 1{,}316,$$

und die Biegungslinie „r_a" infolge der Belastung der Spannweite AB kann gezeichnet werden.

Konstruktion der Linie r_Q.

Nr.	1	2	3	4	5	6
f [cm²] .	1,125	7,0	10,375	10,375	7,0	1,125
[kg cm²] $B = f a^2 h$	15,19	94,5	140	140	94,5	15,19

Wir erhalten jetzt die Neigung $\alpha_Q = 4{,}125$ cm und damit das Moment $M_b = \frac{4{,}125}{18{,}8} = 0{,}2195$.

Die Biegungslinie durch die Belastungen Q, die mit r_b bezeichnet war, kann nun konstruiert werden. Es sei hierzu bemerkt, daß in Fig. 5 nur die Kurven r_a' und r_b'' wirklich gezeichnet wurden, da diese zur Ermittlung der Werte n_a und n_b gebraucht werden. Die Ordinaten der Kurven r_a'' und r_b' wurden bei der Konstruktion der resultierenden elastischen Linie aus den Werten r_1' und r_1'' berechnet, aber nicht besonders aufgetragen.

Nachdem die resultierende elastische Linie $r = r_a + r_b$ gefunden ist, kann mit der Ermittlung der kritischen Geschwindigkeiten begonnen werden. Es werden die Quadratkurven gezeichnet zu den Linien r (für die Spannweite AB mit r' und für die Spannweite BC mit r'' bezeichnet), sowie zu r_a' und r_b''. Bei der Quadratkurve von r_b'' wurden die Ordinaten fünffach vergrößert.



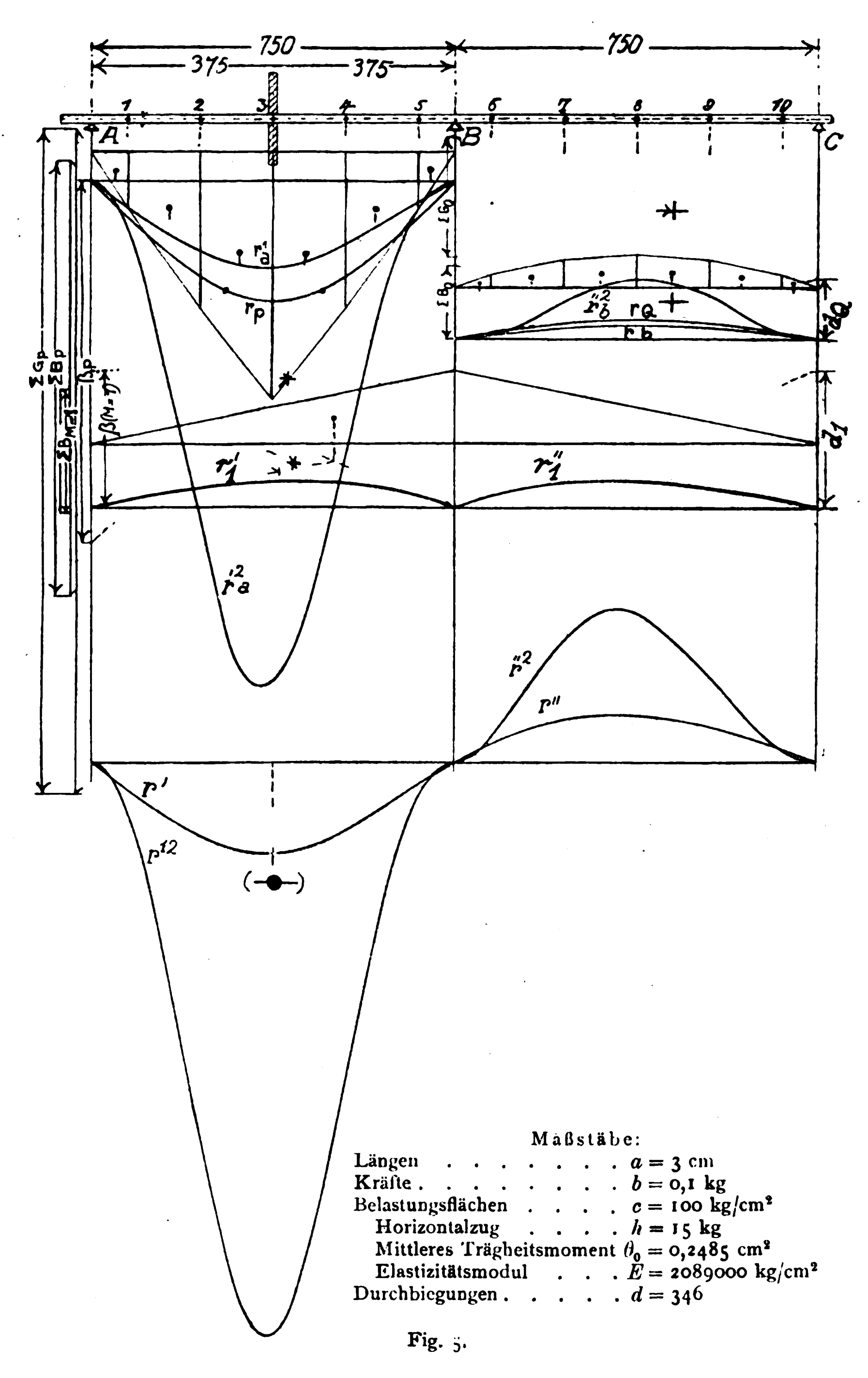


Fig. 5.

Ermittlung der kritischen Geschwindigkeit n_{k_1}:

$$\Sigma F' = 148{,}75 \qquad \Sigma F'' = 599{,}9$$

$$r_0 = 6{,}27 \qquad r_0^2 = 39{,}31$$

$$\Sigma r G = 16{,}20 + 22{,}13 = 28{,}33$$

$$\Sigma r^2 G = 25{,}0 + 138{,}8 = 163{,}8$$

$$n_{k_1} = \frac{30}{\pi} \sqrt{981 \cdot \frac{28{,}33}{163{,}8} \cdot \frac{346}{3}} = 1336 \text{ Uml. i. d. Min.}$$

Ermittlung des Wertes n_a:

$$\Sigma F' = 90 \qquad \Sigma F'' = 407{,}8$$

$$r_0 = 5{,}84 \qquad r_0^2 = 34{,}11$$

$$\Sigma r G = 3{,}75 + 20{,}62 = 24{,}37$$

$$\Sigma r^2 G = 17{,}03 + 120{,}4 = 137{,}43$$

$$n_a = \frac{30}{\pi} \sqrt{981 \cdot \frac{24{,}37}{137{,}43} \cdot \frac{346}{3}} = 1352{,}5 \text{ Uml. i. d. Min.}$$

Ermittlung des Wertes n_b:

$$\Sigma F' = 14{,}1 \qquad \Sigma F'' = 10{,}04$$

$$\frac{\Sigma r G}{\Sigma r^2 G} = \frac{\Sigma F'}{\Sigma F''} \doteq \frac{14{,}1}{10{,}04}$$

$$n_b = \frac{30}{\pi}\sqrt{981 \cdot \frac{14{,}1}{10{,}04} \cdot \frac{346}{3}} = 3806 \text{ Uml. i. d. Min.}$$

Die Berechnung der zweiten kritischen Drehzahl liefert dann

$$n_{k_2} = 4250 \text{ Uml. i. d. Min.}$$

Diese Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den Resultaten früherer Untersuchungen der gleichen Welle[1]), die unter Anwendung der bekannten „regula falsi“ gewonnen waren.

Zusammenfassung.

Es wird eine Näherungslösung des Problems der kritischen Drehzahlen betrachtet, welche eine einfache graphische Behandlung beliebig gestalteter Wellen gestattet. Als Ausgangspunkt dient die Konstruktion der Biegungslinie bei ruhend wirkender Last derart, daß die speziellen Bedingungen des gerade vorliegenden Falles leicht berücksichtigt werden können. Sodann werden exakt gültige Beziehungen zwischen den verschiedenen kritischen Geschwindigkeiten einer mehrfach belasteten masselosen Welle abgeleitet und dazu verwendet, die kritischen Geschwindigkeiten höherer Ordnung für die Wellen zu bestimmen, welche durch ihre Auflagerpunkte unterteilt sind, und bei denen die höheren kritischen Geschwindigkeiten weit herabreichen. Ein Anwendungsbeispiel wird in der Untersuchung einer dreifach gelagerten Welle gegeben.

[1]) Siehe W. v. Borowicz, die genannte Diss., S. 72 ff.

(Eingegangen am 21. November 1920.)

Das Abhören von Flugzeugschall.

Von E. Waetzmann.

Im Anschluß an den Aufsatz des Verfassers[1]): „Die Entstehung und die Art des Flugzeugschalles“ sollen im folgenden einige Erfahrungen über das Abhören von Flugzeugschall mitgeteilt werden. An den Versuchen waren neben anderen Mitbeobachtern namentlich die Herren H. Fieberg und W. Moser in hervorragender Weise beteiligt.

Das Abhören kann mit bloßem Ohr oder mit Hilfe von Horchapparaten geschehen. Die erste Methode interessiert hier nur insoweit, als sie Fingerzeige für die richtige Durchführung der zweiten Methode, z. B. die sachgemäße Aufstellung der Horchapparate gibt. Sämtliche Horchgeräte, die in der Praxis eine Rolle gespielt haben, benutzen als Auffangvorrichtungen für den Schall irgendwelche Trichter, von denen der Schall durch Schläuche oder dergleichen zu den Ohren des Beobachters geleitet wird.

Ein guter Horchapparat muß hauptsächlich folgendes leisten: Er soll einmal die Reichweite des bloßen Ohres für Flugzeugschall vergrößern („Hörverstärker“), und er soll zweitens ermöglichen, die Richtung, aus welcher der Schall kommt, möglichst genau zu bestimmen („Richtungshörer“).

Zu einer guten Verstärkerwirkung ist notwendig, daß der Apparat den Gesamtschall erheblich verstärkt, und zwar auch an der Grenze der Hörbarkeit, wo das bloße Ohr nur noch wenig oder gar nichts mehr hört. Jeder Fliegerhorchapparat muß in erster Linie daraufhin geprüft werden, ob er dieser Bedingung genügt, oder nur solchen Schall verstärkt, welcher an sich schon kräftig ist. Apparate zu konstruieren, welche nur letzteres leisten, ist leicht; sie haben aber für den Beobachter, der das Herannahen eines Flugzeuges auf möglichst große Entfernung feststellen soll, keinen Wert. Damit der Apparat an der Grenze der Hörbarkeit nicht versagt, muß er gegenüber Windstörungen und Nebengeräuschen möglichst unempfindlich sein. Ferner darf er den Klangcharakter des Flugzeugschalles nicht verzerren, sondern muß ihn möglichst naturgetreu wiedergeben.

Das Auffinden eines unsichtbaren und mit dem bloßen Ohre unhörbaren Flugzeuges mit dem Hörverstärker ist um so leichter, je geringer die Richtwirkung des Apparates ist. Infolgedessen ist es nicht möglich, einen einfachen Einheitsapparat herzustellen, welcher sämtliche erwünschten Eigenschaften eines Hörverstärkers in sich vereinigt und gleichzeitig ein guter Richtungshörer ist. Bei der Verwendung von Trichtern ist eine gewisse Richtwirkung von selbst gegeben, so daß der Trichter zum Aufsuchen einer Schallquelle nach Seite und Höhe bequem drehbar sein muß. Wird ein einzelner Trichter benutzt, bzw. mit einem Ohre beobachtet, so beruht die Richtwirkung auf Intensitätsunterschieden. Wird mit zwei Trichtern beobachtet, die mit je einem Ohre verbunden sind (binaurales Hören) so hat man eine vergrößerte Ohrbasis und damit eine ausgezeichnete Richtwirkung.[1])

Damit der Apparat als Hörverstärker brauchbar ist, müssen die Trichter in jedem Falle gewissen Bedingungen genügen, gleichgiltig, ob

[1]) Diese Zeitschrift 1921, Heft 6, S. 166.

[1]) Vgl. vor allem von Hornbostel und Wertheimer, Berliner Akademie-Ber. XX, 1920; ferner F. Lloyd Hopwood, Nature **103** (1919) und H. A. Wilson, Phys. Rev. (2) **15** (1920).

sie als Einzeltrichter oder für binaurales Hören verwandt werden. Die Versuche haben folgendes ergeben: Auf die Form des Trichters kommt es weniger an, dagegen sind seine Größenverhältnisse von ausschlaggebender Bedeutung. Es wurden zunächst käufliche Trichter (Grammophontrichter und dgl.) von allen möglichen Formen und Größen ausprobiert. An der Grenze der Hörbarkeit versagen sie für tiefe Töne völlig, während hohe Töne und Geräusche, wie Flüstersprache, durch alle Trichter mehr oder weniger gut verstärkt wurden. Solange nur verhältnismäßig lauter Schall untersucht wird, in welchem neben den tiefen Tönen auch die hohen und die eigentlichen Geräusche schon mit bloßem Ohre zu hören sind, können diese Trichter also eine Verstärkung des Gesamtschalles vortäuschen. Hieraus erklärt sich wohl, daß die meisten Horchgeräte Trichter von viel zu kleinen Dimensionen aufweisen. Meines Wissens hat nur Stewart[1]) bei entsprechenden Versuchen Trichter von genügend großen Dimensionen benutzt. Überhaupt scheinen sich die Stewartschen Versuche weitgehend in der gleichen Richtung bewegt zu haben, wie die der vorliegenden Mitteilung zu Grunde liegenden.

Nachdem sich bei den Vorversuchen herausgestellt hatte, daß die Kegelform gewisse Vorzüge besitzt, wurden Kegeltrichter von großen Dimensionen gebaut und zwar Trichter von 2 m, 3 m und 5 m Seitenlänge und verschiedenen Öffnungsdurchmessern. Wird der Öffnungswinkel zu groß, so verschwindet die Richtwirkung mehr und mehr; wird er zu klein, so wird die Richtwirkung zu ausgeprägt, das Auffinden der Schallquelle also zu sehr erschwert. Außerdem wird dann der Eigenton der Luftmasse im Trichter, der z. B. durch Wind erregt wird, gerade an der Grenze der Hörbarkeit sehr störend. Unter Berücksichtigung dieser Umstände ergab sich als günstiges Verhältnis von Seitenlänge : Öffnungsdurchmesser ein Verhältnis von etwa 2 : 1. Sehr störend für die Beobachtung namentlich sehr leiser Töne war auch das Mitschwingen und Nachklingen der Wände, die durch Wind, Artillerieschießen und dgl. erregt wurden und ihrerseits wieder die Luftmasse im Trichter zum Mittönen brachten. Durch passende Bekleidung der Trichterwände kann dieses Mitschwingen aber weitgehend verhindert werden. Hierdurch wurde eine sehr wesentliche Verbesserung der Wirkungsweise des Trichters erzielt. Auch das Nachhallen war hiermit praktisch beseitigt, so daß selbst bei sehr starkem Lärm in den kürzesten Pausen gut beobachtet werden konnte, was bei fehlender Dämpfung der Trichterwand unmöglich ist.

Das Trichterende hatte einen Öffnungsdurchmesser von etwa 6 cm. Die akustisch günstigste Verbindung des Trichters mit dem Ohr ist die, daß das Ohr unmittelbar an das Trichterende, welches mit einem Gummiring versehen ist, angelegt wird. Im Interesse der bequemen Handhabung des Gerätes war aber ein Zuleitungsrohr, und zwar ein gebogenes Zuleitungsrohr notwendig. Die Versuche ergaben, daß ein gebogenes Ansatzstück schädlicher als ein gerades ist, ein scharf gebogenes oder eckig geführtes unvorteilhafter als ein leicht gebogenes und ein enges sehr viel ungünstiger als ein weites. Die in der Regel übliche Zuführung des Schalles zum Ohre des Beobachters vermittels Hörschlauch und Olive ist also grundsätzlich falsch. Es wurde schließlich als günstiges Kompromiß zwischen den akustischen und den konstruktiven Anforderungen ein ganz kurzes, etwa 6 cm weites, leicht gebogenes Ansatzrohr gewählt, dessen Ränder einen Gummiring trugen. Da hier nur die akustische Seite des Problems interessiert, soll auf konstruktive Einzelheiten nicht eingegangen werden. Es sei betont, daß die besprochenen, zunächst vielleicht nicht sehr wichtig erscheinenden akustischen Gesichtspunkte in ihrer Gesamtheit von ausschlaggebender Bedeutung für die Brauchbarkeit bzw. Unbrauchbarkeit des Horchapparates an der Grenze der Hörbarkeit sind. In erster Linie aber sind genügend große Dimensionen notwendig.

Die meisten Versuche wurden mit dem Trichter von 2 m Seitenlänge (T. 2) gemacht, weil im Interesse der Handlichkeit der Apparate von vornherein das Ziel sein mußte, allzu große Dimensionen zu vermeiden. Die im folgenden gemachten Angaben beziehen sich, soweit nichts anderes bemerkt wird, auf den T. 2. Umfangreichere Versuchsreihen wurden auch noch mit dem Trichter von 3 m Seitenlänge (T. 3) ausgeführt, während der T. 5 nur zu gelegentlichen Vergleichsversuchen herangezogen wurde. Außerdem wurde ein Paraboltrichter (Fig. 1) von 3,20 m Öffnungsdurchmesser und 0,80 m Tiefe gebaut, der ebenfalls zu vergleichenden Beobachtungen benutzt wurde.

Um mit den beschriebenen Hörverstärkern gute Resultate zu erzielen, müssen sie möglichst geschützt vor Wind und Nebengeräuschen aufgestellt sein. Zu diesem Zwecke stellt man sie zum Abhören einer in größerer Höhe befindlichen Schallquelle in Erdmulden auf. Solche Mulden bieten nicht nur guten Windschutz, sondern halten auch Geräusche, die in der Nähe der Erdoberfläche oder auf dieser selbst entstehen, vorzüglich ab. In hügeligem Gelände ist die Aufstellung an sanften Bergabhängen im allgemeinen bedeutend günstiger als auf den Bergen selbst, und zwar auch dann, wenn die sonstigen Horchbedingungen in bezug auf Nebengeräusche usw. auf dem Berge ebenso günstig wie am Abhange sind.

[1]) G. W. Stewart, Phys. Rev. (2) **14** (1919), 167, und (2) **15** (1920), 229.

Bei der Schwierigkeit der Beobachtungen kann es sich bei den gefundenen Resultaten nur um qualitative Ergebnisse und um rohe Mittelwerte handeln, zumal die atmosphärischen Verhältnisse, die von ausschlaggebender Wichtigkeit sind, zu wenig geklärt sind. Außerdem konnte manche auftauchende Frage aus äußeren Gründen nicht weiter verfolgt werden, so daß die Versuche vielfach provisorischen Charakter besitzen. Es wurden erstens Versuche mit ortsfesten Schallzielen, die sich in der Regel 1 bis 2 m über dem Erdboden, zuweilen auch auf Bäumen oder auf einem Hausdach befanden, angestellt, und zwar über Sand- und Grasboden, sowie gelegentlich über Wasser- und Eisflächen hin. Als Geräuschquellen mit zahlreichen hohen Teiltönen wurden Klingeln mit

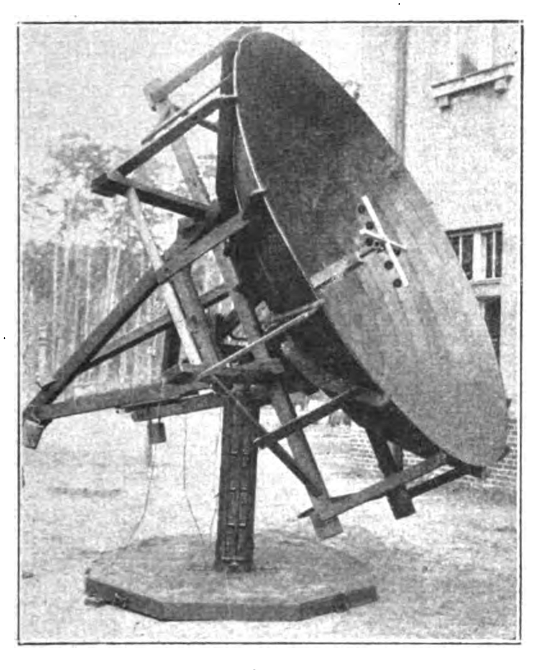


Fig. 1.

abgedämpfter Glocke, Knarren, Flüstersprache u. dgl. benutzt, als Tonquellen angeblasene Flaschen. Der Abstand der Schallquellen vom Beobachter wurde hierbei zwischen etwa 10 m und 300 m variiert. Zweitens wurden Versuche mit Flugzeugen von bekanntem Typ gemacht, die verabredete Flüge ausführten; ihre jeweilige Stellung wurde bei Tage mit einem Entfernungsmesser kontrolliert. Die Tonhöhen dieser Flugzeuge sind in den Tabellen 1 und 2 des Anfangs dieser Mitteilung zitierten Aufsatzes des Verfassers zusammengestellt. Drittens wurden, und zwar unter ungünstigen äußeren Bedingungen, noch Beobachtungen an Flugzeugen von wesentlich anderem Klangcharakter (Tabelle 3 des zitierten Aufsatzes) ausgeführt, die entsprechend vorsichtig zu bewerten sind.

Die übliche Annahme, daß die Atmosphäre des Nachts den Schall im allgemeinen besser trägt als bei Tage, fand sich bestätigt. Die Reichweite über Wasserflächen hin ergab sich ebenfalls als auffallend groß. Die größte gemessene Entfernung, auf welche ein in 1000—2000 m Höhe befindliches Flugzeug am Tage mit bloßem Ohr noch gehört wurde, betrug etwa 15 km. In dem gleichen Gelände (eben, mit zahlreichen Seen und Waldbeständen durchsetzt) hörte das bloße Ohr die in Tabelle 1 und 2 des zitierten Aufsatzes besprochenen Flugzeuge bei Tage etwa 3 bis 7 km weit; noch größere Reichweiten, etwa bis zu 9 km, waren sehr seltene Ausnahmen. In vertikaler Richtung nimmt die Schallstärke sehr viel rascher ab als unter kleinerem Erhöhungswinkel. Wiederholt wurde beobachtet, daß beim Verschwinden des Flugzeuges in einer Wolke der Schall plötzlich ganz aussetzte.

Der T. 2 verstärkte sämtliche Töne bis hinab zu den tiefsten in Betracht kommenden von etwa 60 Schwingungen pro Sekunde; allerdings war die Verstärkung für höhere Töne wesentlich größer als für die tiefen. Als roher Mittelwert kann angegeben werden, daß unter mittelguten äußeren Bedingungen die Reichweite des T. 2 für Geräusche etwa das Doppelte, für tiefe Töne etwa das $1^1/_2$fache der Reichweite des bloßen Ohres betrug. Gelegentlich kamen aber auch viel größere Verstärkungen vor. Nicht nur die Witterungsverhältnisse, sondern auch die Art der Umgebung spielt hierbei eine Rolle. Für in der Luft in nicht zu großer Höhe befindliche Flugzeuge war die Reichweite des T. 2 bei Tage ebenfalls etwa $1^1/_2$mal so groß als die des bloßen Ohres. Der oben für das Ohr angegebene durchschnittliche Wert von 3—7 km erhöhte sich für den T. 2 auf etwa 5—12 km; der Maximalwert von 15 km auf 22—25 km.

Mit dem Paraboltrichter (P. T.) wurden hauptsächlich Versuche mit ortsfesten Schallzielen angestellt. Der „Verstärkungsfaktor" (Verhältnis der Reichweite des Trichters zu der des bloßen Ohres) war für Flüstersprache u. dgl. etwa 5, nahm aber für tiefe Töne noch stärker ab als beim T. 2. Für 150—200 Schwingungen war er kaum noch größer als der des T. 2, für 72 sogar kleiner. Flugzeugschall gab der P. T. nur mäßig naturgetreu wieder, es fiel eine deutliche Verzerrung zugunsten der höheren Teiltöne auf.

Der Verstärkungsfaktor für den T. 3 war im allgemeinen etwas größer als der des T. 2, aber noch kleiner als der des T. 5. Gelegentlich übertraf aber bei einer bestimmten Klangfarbe des Flugzeuges der T. 2 den T. 3, obwohl alle drei Trichter im Durchschnitt den Flugzeugschall ausgezeichnet naturgetreu wiedergaben.

Bei einer Variation des Öffnungsdurchmessers des T. 3 zwischen 1,3 und 1,8 m ergaben sich je nach der Klangfarbe der Schallquellen recht verschiedene Reichweiten. Die obigen vergleichenden Angaben beziehen sich auf Öffnungsdurchmesser von 1,0 m, 1,5 m und 2,5 m für den T. 2, T. 3 und T. 5.

Der Wirkungsbereich des T. 2 umfaßte einen räumlichen Winkel von angenähert 50°, d. h. der Verstärkungsfaktor fiel auf 1 erst gegenüber Schallzielen, die 25° seitlich von der Trichterachse lagen. Beim P. T. war der entsprechende Seitenwinkel nur etwa 10°, was das Auffinden und Festhalten eines beweglichen Zieles natürlich sehr erschwert. Die Richtgenauigkeit des T. 2 betrug für geübte Beobachter bei ortsfesten Schallzielen und bei Flugzeugen, die sich in so großer Nähe befanden, daß ihr Geräusch noch sehr kräftig zu hören war, etwa ± 3°. Die Geräusche zweier solcher Flugzeuge wurden noch deutlich getrennt, wenn ihr Winkelabstand nicht kleiner als etwa 5° war.

Stewart[1]) gibt an, daß unter „akustisch ungünstigen" atmosphärischen Bedingungen, wenn sich das Flugzeug in größter Hörweite befindet, nur die tiefsten Töne desselben gehört werden, während des Nachts, unter sehr guten akustischen Bedingungen, in der größten Hörweite besonders die Töne in der Gegend von 1000 Schwingungen hervortreten. Noch höhere Töne werden wieder weniger weit gehört. Unter „akustisch ungünstigen" Bedingungen werden z. B. unregelmäßige Schichtungen in der Atmosphäre verstanden. Stewart gibt auch eine durchaus einleuchtende Erklärung für seine Beobachtungen. Trotzdem kann ich sie aus meinem Beobachtungsmaterial nicht bestätigen, was aber in erster Linie daran liegen kann, daß die Flugzeuge, die mir für systematische Versuche zur Verfügung standen, relativ starke Klangkomponenten in der Gegend von 1000 Schwingungen überhaupt nicht besaßen. Freilich war es bei meinen Versuchen direkt auffällig, daß im allgemeinen auch des Nachts von einem sich nähernden Flugzeuge zunächst die ganz tiefen Töne gehört und nur in seltenen Fällen Ausnahmen hiervon gefunden wurden. So wurde mehrere klare Julinächte hindurch nicht nur von mir, sondern gleichzeitig von mehreren Mitbeobachtern unter scheinbar akustisch günstigen atmosphärischen Verhältnissen sowohl mit Trichtern als auch mit bloßem Ohre mehrmals festgestellt, daß von anfliegenden fremden Flugzeugen (Tab. 3 des zitierten Aufsatzes) zunächst ganz tiefe Klangkomponenten hörbar wurden, denen sich erst nach einiger Zeit auffallende höhere Töne hinzugesellten. Hierbei gab jeder Beobachter Zeitpunkt und Höhe des zuerst gehörten Tones an, und ebenso, wenn ein höherer Ton hinzutrat. Oktaventäuschungen kommen hierbei natürlich vor; dagegen kann man sich nicht darüber täuschen, ob der gehörte Ton etwa bei 70—140 oder bei 300—500 oder noch höher, etwa in der Gegend von 1000 Schwingungen liegt. Es wurden auch ständig Kontrollbeobachtungen mit Luftresonatoren ausgeführt. Die genannten Beobachtungsergebnisse stimmten auch mit den sonstigen durchschnittlichen Erfahrungen gut überein (vgl. Tab. 1 und 3 des zitierten Aufsatzes). Es erscheint sehr unwahrscheinlich, daß hierbei immer die von Stewart als „akustisch ungünstig" bezeichneten atmosphärischen Verhältnisse vorgelegen haben.

Vielleicht erklärt sich die Diskrepanz zwischen den Stewartschen und den hier beschriebenen Beobachtungen aber dadurch, daß in den von Stewart zu seinen Versuchen benutzten Flugzeugtypen die höheren Klangkomponenten relativ stärker waren als in den von meinen Mitbeobachtern und mir abgehörten Flugzeugen. Denn eine wiederum sehr auffallende und häufig gemachte Beobachtung war die, daß bei etwas lauter hörbaren Flugzeugen die höheren Teiltöne des Nachts zweifelsfrei deutlicher hervortraten als bei Tage. Das scheint mir aber durchaus in der Richtung der Stewartschen Argumentation zu liegen, wenn Stewart auch nichts davon erwähnt.

(Eingegangen am 5. April 1921.)

[1]) G. W. Stewart, Phys. Rev. (2) **14** (1919), 376.

Zuschriften an die Schriftleitung.

Schwerkraft und Relativitätstheorie.

Von E. Gehrcke.

Die Frage der Schwerkraft und ihrer Beziehungen zur Relativitätstheorie sind im Laufe des letzten Jahres Gegenstand verschiedener Schriften von H. Fricke gewesen, über die hier kurz berichtet werden soll. Es handelt sich besonders um die in Heckners Verlag, Wolfenbüttel, erschienenen Broschüren: Dr. phil. H. Fricke: Die neue Erklärung der Schwerkraft, und: Der Fehler in Einsteins Gravitationstheorie. Auch eine kurze Abhandlung desselben Verfassers, betitelt: Eine neue und anschauliche Erklärung der Physik des Äthers, Glasers Annalen für Gewerbe und Bauwesen **86** (1920), 95 und 96, sowie eine Abhandlung: Wind und Wetter als Feldwirkungen der Schwerkraft, Naturwissenschaftliche Wochenschrift vom 13. Februar 1921, sind zu erwähnen. Die Schriften von Fricke haben viel Aufsehen erregt, sie sind zum Gegenstand von Vorlesungen in der

Humboldt-Akademie gemacht worden (Dozent Jens Lützen). Zur Einführung sei folgendes bemerkt: Nachdem Faradays Gedanken über die Natur der elektrischen und magnetischen Erscheinungen eine Epoche in der Physik überwunden hatten, die auf die im übrigen sehr leistungsfähige und in ihrer Bedeutung nicht zu unterschätzende Vorstellung von in die Ferne wirkenden Zentralkräften aufgebaut war, erschien die Existenz des „Äthers" als des Trägers aller elektrischen und optischen Erscheinungen den Physikern gesichert. Die „Ätherhypothese" erlebte ihre großen Triumphe durch Maxwell und Hertz, man glaubte den Äther „mathematisch bewiesen" zu haben und es erschien nicht allzu kühn, mit Hilfe des Michelsonschen Spiegelversuches der Frage nach der Mitführung des Äthers mit der Erde näher zu treten. Da aber die Deutung des Michelsonschen Versuches im Sinne einer Mitführung des Äthers mit der um die Sonne umlaufenden Erde von manchen Physikern, besonders auch Lorentz, abgelehnt wurde, so schien es eine Weile, als sei der Äther ein schlechterdings unergründliches Problem. Zu diesem Zeitpunkt stellte Einstein seine bekannte Behauptung auf, daß es überhaupt gar keinen Äther gäbe, daß vielmehr Zerrungen des allen Messungen zugrunde liegenden Schemas von Raum und Zeit vor sich gingen, und zwar in den Lorentzschen Gleichungen und entsprechend auch in Wirklichkeit. Diesen Einsteinschen Behauptungen gegenüber konnten sich außer Lorentz, der dauernd am Äther festhielt, auch andere Ätheranhänger, wie z. B. Lenard, Lodge, Sagnac u. a., längere Zeit nur schwer durchsetzen, und es war schließlich notwendig, durch den Appell an möglichst klare, grundsätzliche Überlegungen die Einsteinschen Behauptungen hinsichtlich ihrer Abwegigkeit zu kennzeichnen. Hier setzten die Schriften von Fricke ein. Fricke bemüht sich, in einfacher Weise darzulegen, daß es zur Erklärung der mancherlei Effekte, wie Michelsonscher, Fizeauscher, Sagnacscher Versuch, keines relativistisch-phänomenalistischen Umsturzes unserer Raum- und Zeitauffassung bedarf,, sondern daß die Grundannahme des verkannten, von Einstein geleugneten Äthers geeignet ist, uns dem Verständnis der Erscheinungen näher zu bringen. Bemerkenswert ist an den Frickeschen Darlegungen die Parallele, die er zwischen Vorgängen im Äther, wie Magnetfeld, Gravitation und gewissen Wirbelerscheinungen in fließendem Wasser aufstellt, welche von dem bekannten Hydrauliker Dr.-Ing. Th. Rümelin beschrieben und auch quantitativ untersucht worden sind. Diese Rümelinschen Beobachtungen sind, wenn sie zutreffen, von großem Interesse, da sie auf ein in der üblichen Hydrodynamik bisher nicht berücksichtigtes Verhalten einer wirklichen Flüssigkeit hinzuweisen scheinen. Fricke vertritt ferner die Vorstellung, daß die Schwerkraft eine Strömung im Äther sei, und daß die wägbare Materie die Energie dieser Strömung dauernd absorbiert. Die absorbierte Gravitationsenergie soll dann als Temperaturerhöhung der schweren Masse wieder zum Vorschein kommen. So ergibt sich eine Erklärung für die Herkunft der Wärme unserer Sonne und eine Proportionalität zwischen Temperatur und Masse der Weltkörper. In der Tat gelingt es Fricke, an Hand der bekannten Temperaturen und Massen in unserem Planetensystem eine Tabelle aufzustellen, welche mit seiner Theorie ganz im Einklang ist; Zweifler an der Richtigkeit dieser Auffassung werden freilich geneigt sein, den Zusammenhang zwischen Masse und Temperatur der Weltkörper durch die verschieden große Abkühlungsgeschwindigkeit zu erklären.

Des weiteren versucht Fricke, Erscheinungen in unserer Atmosphäre durch Wirkungen des Schwerkraftfeldes im Äther zu erklären. Unter dem Namen „athmosphärische Gezeiten" kennt man, mit besonderer Deutlichkeit in den Tropengegenden auftretend, regelmäßige Schwankungen des Luftdrucks, die mit der Periode des halben Tages vor sich gehen, die also zunächst mit Ebbe und Flut des Meeres die größte Ähnlichkeit aufweisen. Die Regelmäßigkeit dieser Erscheinung ist sehr auffällig, andererseits macht es bisher offenbar Schwierigkeiten, eine befriedigende theoretische Erklärung zu geben, da die beobachteten Schwankungen dieser Ebbe und Flut in der Atmosphäre viel größer sind, als man aus der gewöhnlichen Theorie der Gezeiten errechnet hat. Fricke will auch diese Erscheinungen mit seiner Strömungstheorie der Gravitation deuten: der von der Sonne ausgehende Gravitationsstrom im Äther soll die Luft auf der Erde um 12 Uhr Mittags und Nachts verdichten, während die Luft in den Zwischenzeiten um 6 Uhr in Richtung zu den Orten, die 12 Uhr haben, abfließt.

Fricke glaubt, den „Fehler Einsteins in der vollständigen Vernachlässigung des Äthers" sehen zu sollen. Da Einstein, der den Äther früher abgeschafft hat, ihn neuerdings wieder anschaffte und z. B. in einem Vortrag in Leiden im vorigen Jahre erklärte, daß ein Raum ohne den Äther undenkbar sei, so sind offenbar die Betrachtungen von Fricke nicht ohne Wirkung auf Einstein gewesen. Auch darin hat Einstein[1]) neuerdings Fricke recht gegeben, daß sich eine Gravitationstheorie auch ohne Relativitätsprinzip „im Prinzip ohne Zweifel aufstellen und begründen lasse".

Jedenfalls wird man den Frickeschen Schriften, mag man im einzelnen zu ihnen stehen wie man

[1]) Siehe Die Naturwissenschaften 1920, Heft 51, 1010 und 1011.

will, nicht absprechen können, daß sie in der Zeit der Hochflut der Relativitätstheorie das ihrige dazu beigetragen haben, um dem Äther wieder zum Leben zu verhelfen.

(Eingegangen am 10. März 1921.)

Besprechungen.

Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus. In fünf Bänden. Herausgegeben von Prof. Dr. L. Graetz. Band IV. Magnetismus und Elektromagnetismus. Lieferung 3 (Schlußheft). S. I bis X und S. 711—1360. Mit 319 Abbildungen im Text. J. A. Barth, Leipzig 1920. Preis 84,— M.

Magnetismus der verschiedenen Stoffe. Von Felix Auerbach. Der Artikel schließt sich an den ersten Artikel des 4. Bandes von F. Auerbach über Magnetismus an, in dem die allgemeinen Grundlagen, die Theorie der magnetischen Induktion, die magnetischen Messungsmethoden und die allgemeinen Ergebnisse dargelegt wurden. Im vorliegenden Artikel behandelt Verf. speziell ausführlicher den Ferromagnetismus, den Paramagnetismus und Diamagnetismus der festen, flüssigen und gasförmigen Stoffe, den Kristallmagnetismus, die mechanischen Einflüsse und die Beziehungen zu mechanischen Eigenschaften, die thermischen Einflüsse und Beziehungen; zum Schluß geht Verf. dann nochmals auf die allgemeine Theorie des Magnetismus ein. Unter ferromagnetischen Substanzen sind dabei mit Du Bois die starkmagnetischen Stoffe, insbesondere Eisen und seine Legierungen usw., Nickel, Kobalt, Heuslersche Legierungen verstanden. — Verf. hat mit großer Gründlichkeit alle Untersuchungen bis 1917/18 zusammengetragen. Wo sie nicht ausführlich behandelt werden konnten, ist wenigstens die Hauptliteratur angeführt. Die große Zahl von Figuren erleichtern das Verständnis ungemein. Sehr erfreulich ist es, daß Verf. im letzten Abschnitt eine Übersicht darüber gibt, wie weit die Theorie das große vorliegende Beobachtungsmaterial zu deuten gestattet, wobei er auch auf die neuesten theoretischen Arbeiten, in denen die Quantentheorie herangezogen wird, eingeht.

Elektromagnetismus. Von Felix Auerbach. In diesem Artikel sind behandelt: Elektromagnetische Wirkungen (magnetische Wirkungen der Elektrizität) ponderomotorischen Charakters, magnetelektrische Wirkungen (elektrische Wirkungen des Magnetismus) ponderomotorischen Charakters, Magnetisierung durch Elektrizität, ferner einige spezielle Fragen, wie Äquivalenz zwischen magnetischen und elektrischen Gebilden, Unterbrechungs-, Schwingungs- und Rotationsapparate elektrischen Typs, Halleffekt und verwandte Erscheinungen. Es liegt also hier nicht eine systematische Darstellung des Elektromagnetismus, etwa aus der Maxwellschen Theorie heraus entwickelt, vor, sondern eine Aufzählung der Gesetze usw. für die oben angegebenen Abschnitte des Elektromagnetismus. Dabei hat mancherlei, das vielleicht durch modernere Beispiele ersetzt werden könnte, wie z. B. die Tangentenbussole nur mehr historisches oder didaktisches Interesse. In dieser Hinsicht aber ist die Darstellung, insbesondere auch zufolge der vielen Figuren eine sehr anschauliche und vollständige. Insbesondere gilt das letztere hinsichtlich des Halleffektes und der verwandten Erscheinungen.

Erdmagnetismus. Von Felix Auerbach. Es handelt sich hier um ein Grenzgebiet zwischen Physik und Geophysik, von dem für das Handbuch nur das physikalisch Wesentliche in Betracht kommen konnte. Für den Physiker aber ist eine anschauliche Übersicht geboten über die Gesamtheit der beobachteten Tatsachen (örtliche Verteilung und zeitliche Änderung) und die Theorie. Auch die Erdströme und Polarlichter sind kurz dargestellt. Bei den theoretischen Darlegungen ist außer dem formal Mathematischen auch die physikalische Seite kurz berührt.

Elektrodynamik. Von H. Diesselhorst. Dieser Artikel trägt einen ausgesprochen individuellen Charakter und bietet so demjenigen, der nicht sowohl ein Nachschlagewerk als eine systematische Darstellung wünscht, einen besonderen Genuß. Allerdings geht Verf. nicht den — heutzutage vielleicht kürzesten — Weg, daß er die Elektrodynamik aus der Maxwellschen Theorie entwickelt, sondern er setzt sich die Aufgabe, die Elektrodynamik im engeren Sinne, d. h. die ponderomotorischen Kräfte, mit denen Ströme aufeinander wirken, in sich geschlossen systematisch so darzustellen, wie es Ampère schon versuchte. Dabei werden auch die Kraftwirkungen zwischen elektrischen Strömen und Magnetismus, die sich nicht abtrennen lassen, mitbehandelt. Wo es zur Entwicklung bestimmter Anschauungen erforderlich ist, wird die Elektronentheorie herangezogen. Im weitesten Umfang ist von der Vektoranalysis Gebrauch gemacht; Verf. hat seinem Artikel eine ausführliche Darstellung der Vektoranalysis vorausgeschickt, die auch kurz die Beweise der Lehrsätze enthält und kaum ihresgleichen haben dürfte. Die Elektrodynamik selbst ließ sich danach verhältnismäßig kurz und präzise behandeln. Hervorzuheben ist unter anderem die Berechnung des Röntgenstromes. — Als Einleitung enthält der Artikel eine geschichtliche Darstellung der experimentellen Grundlagen der Elektrodynamik von Oerstedt bis Weber.

Die vorliegende Lieferung des Handbuches bringt am Schluß Namen- und Sachregister für den IV. Band, die beide dem Bande erst seinen vollen Wert geben.

W. Meißner.

Personalnachrichten.

Berlin. Dr. Adolf Franke, Direktor der Siemens & Halske A.-G., beging am 1. Juli sein 25 jähriges Dienstjubiläum.

Greifswald. Ordinarius der Physik an der Greifswalder Universität Prof. Dr. Adolf Bestelmeyer ist vom Lehramt zurückgetreten und zum Vorstandsmitglied der Hartmann & Braun A. G. Frankfurt a. M. bestellt worden.

Münster. Prof. Dr. Hans Thirring hat einen Ruf auf den Lehrstuhl der theoretischen Physik an der Universität Münster i. W. als Nachfolger Madelungs erhalten.

Rostock. Ordinarius für Physik an der Universität Rostock Prof. Dr. Adolf Heydweiller wird vom 1. Oktober 1921 ab keine Vorlesungen mehr halten.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Zur Jahrestagung in Jena am 19. bis 24. September.

(Ankündigung in Nr. 6.)

Die Mitglieder unserer Gesellschaft werden gebeten, nicht nur ihre voraussichtliche Teilnahme, sondern auch ihre Nichtteilnahme an den Vorsitzenden des Ortsausschusses Jena, Herrn Geheimrat Prof. Dr. Max Wien, Jena, Physikalisches Institut der Universität, mitzuteilen, damit wegen der Wohnungsverhältnisse rechtzeitig die ungefähre Teilnehmerzahl übersehen werden kann.

Weiterhin bitten wir unsere Mitglieder, auch dem unterzeichneten Vorsitzenden ihre Teilnahme an der Jenaer Tagung mitzuteilen.

Anläßlich des deutschen Physikertages vom 19. bis 24. September ist beabsichtigt, in den Räumen des Technisch-Physikalischen Instituts eine Ausstellung zu veranstalten. Da nur ein sehr beschränkter Raum zur Verfügung steht (vier mittelgroße Zimmer) können bloß wenige Apparate ausgestellt werden, und zwar sollen dies nur

neuere Apparate sein, die von physikalischem bzw. technisch-physikalischem Interesse sind. Die Organisation der Ausstellung ist von Herrn Prof. Schumann, Jena, übernommen, an den die Anmeldungen auszustellender Gegenstände so bald als möglich zu richten sind. Nach Lage der Umstände bleibt die Auswahl der angemeldeten Gegenstände vorbehalten.

Wir machen nochmals darauf aufmerksam, daß eine Reihe von Mitgliedern ihre Beiträge noch nicht gezahlt haben. Wir bitten nunmehr die rückständigen Beiträge schnellstens auf das Konto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Dresdner Bank, Wechselstube K II, Berlin-Friedenau, Südwestkorso 77, oder auf Postscheckkonto Nr. 25073, Dresdner Bank, Wechselstube K II einzuzahlen.

Die bis 1. Juli 1921 nicht eingegangenen Beiträge werden satzungsgemäß durch Postauftrag eingezogen.

Der Beitrag beträgt für die in Berlin und im Bereich der Groß-Berliner Vorortbahnen wohnenden Mitglieder Mk. 30,—, für die auswärtigen Mitglieder Mk. 20,—, für Firmen, Korporationen, Institute Mk. 100,—. Die Mitglieder erhalten die Einladungen zu den Vortragsabenden sowie die Zeitschrift frei und können die Physikalischen Berichte zum Vorzugspreise von Mk. 80,— pro Jahr beziehen. (In Nr. 6 ist der Bezugspreis irrtümlich mit 50.— Mk. für unsere Mitglieder angegeben.)

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher nochmals um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Sitzungsbericht.

Sitzung am Freitag, den 17. Juni 1921, abends $7^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr W. Burstyn:
1. Über das Ziehen beim Poulsen- und Röhrensender mit einfacher Erklärung der Erscheinung.
2. Zwei kleine akustische Mitteilungen.

Sitzung am Freitag, dem 1. Juli 1921, abends $7^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berliner Straße 172.

Tagesordnung:

Herr W. Berndt:
Das Messen in der Werkstatt. (Mit Demonstrationen.)

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Dr. Becker, Heidelberg:
- Herr stud. phys. Diet. Busse, Heidelberg, Landfriedstraße 16.
- Herr Obering. C. Curth, Mannheim, Waldpark-Dammstraße 3.
- Herr Obering. P. Diederich, Mannheim, Goethestr. 14.
- Herr Ing. H. Füllmann, Heidelberg, Bergheimerstraße 51.
- Herr Dr. M. Gerard, Syndikus und Nationalökonom, Mannheim, R. 7, 32.
- Herr Dipl.-Ing. M. Graf, Käfertal, Kurze Mannheimerstraße 3.
- Herr Dipl.-Ing. K. Hardeneck, Mannheim, Kleine Merzelstraße 4[II].
- Herr Direktor Dr. F. Heerwagen, Ludwigshafen a. Rh., i. Fa. Gebr. Sulzer.
- Herr stud. math. Erich Leonhardt, Heidelberg, Hauptstraße 147.
- Frl. stud. nat. Ilsemarie Schaper, Heidelberg, Anlage 66.
- Herr Hauptmann Rolf Sickinger, Heidelberg, Neuenheimerlandstraße 54.
- Herr Dipl.-Ing. M. Wellauer, Mannheim, Seckenheimerlandstraße 1.

Seitens des Herrn Dr. E. Brandt, Berlin-Lichterfelde:
- Herr Georg Fuchs, Oberlehrer, Berlin O., Frankfurter Allee 269.
- Herr Walter Kroll, stud. rer. elektr, Berlin-Steglitz, Albrechtstraße 95.
- Herr Hans Schart, cand. phys., Berlin-Dahlem, Parkstraße 48.
- Herr Dr. Gustav Schweikert, ständ. Assistent am Physik. Institut der Techn. Hochschule, Charlottenburg, Sesenheimerstraße 42.

Seitens des Herrn Dr. Erfle, Jena:
- Herr Geh. Rat Prof. Dr. O. Hecker, Jena, Villengang 3.
- Herr Dr. M. Herschkowitsch, Jena, Scheidlerstr. 19, i. Fa. Carl Zeiß.
- Herr Dr. A. König, Jena, Beethovenstraße 40, i. Fa. Carl Zeiß.
- Herr Dr. W. Langer, Jena, Beethovenstraße 15, i. Fa. Carl Zeiß.
- Herr Obering. H. Leicher, Jena, Dornburgerstraße 92, i. Fa. Carl Zeiß.
- Herr Obering. F. Meyer, Jena, Grietgasse 11, i. Fa. Carl Zeiß.
- Herr Dr. A. Obrig, Lobeda bei Jena, i. Fa. Carl Zeiß.
- Herr Dipl.-Ing. O. Wolferts, Zwätzen bei Jena, Gartenstraße 9, i. Fa. Carl Zeiß.

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
- Herr Dr. v. Auwers, Assistent am Physikal. Institut der Techn. Hochschule, Danzig-Langfuhr, Brunshöfer Park 46. B.
- Herr Simone Klein, Ing., Novi Ligure 11, Italien.
- Herr W. von Langen, Ingenieur, Berlin-Weißensee, Charlottenburgerstraße 68.
- Herr Geh. Reg.-Rat Dr. E. Orlich, Elektrotechnisches Laboratorium der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 122.
- Firma Arthur Pfeiffer, Wetzlar.
- Körperschaft Polytechnischer Verein, Bibliothek-Kommission, München N.W. 5, Brienner Str. 8 (Institut).
- Herr Dipl.-Ing. W. Schlechtriem, Gas- u. Wasserwerk Cöln-Deutz, Cöln-Deutz, An der Bastion 3.
- Herr Prof. Dr. Seeger, Privatdozent am Photochem. Institut der Techn. Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Königsweg 55.
- Herr Prof. W. M. Tschulanowsky, wissenschaftlicher Mitarbeiter im Optischen Forschungsinstitut Petersburg, Berlin, Kleiststr. 23[III], Pension Gerlach.
- Herr Prof. Dr. A. Wigand, Physikal. Inst., Halle a. S., Kohlschütterstraße 9.

Seitens des Herrn Prof. Gerdien, Berlin-Grunewald:
- Herr Dr. W. Jubitz, Charlottenburg, Schloßstr. 67a[I]. (Siemens & Halske.)
- Herr Dr. A. Lotz, Berlin W. 15, Königsallee 202. (Siemens & Halske.)

Seitens des Herrn Prof. Dr. J. Herweg, Halle a. S.:
- Herr Studienrat Apel, Halle a. S., Advokatenweg 3.
- Herr Studienassessor Apel, Eageritz bei Landsberg bei Halle a. S.

Herr Dr. Bube, Chemiker, Fabrikbetriebsinspektor, Halle a. S, Wörthstraße 10 b.
Herr K. Deimler, Dipl.-Ing., Halle a. S., Marienstraße 22.
Herr Studienrat Dr. Diesing, Halle a.S., Lessingstr. 3.
Herr Studienrat Dr. Engel, Halle a.S., Sophienstr. 25 a.
Herr Studienrat Gericke, Halle a.S., Ludwig-Wucherer-Straße 69.
Herr Studienrat Dr. Giesing, Halle a.S., Krukenbergstraße 10 a.
Herr Obering. A. Heinze, Halle a. S., Leipzigerstr. 16.
Herr Studienrat Jahn, Halle a. S, Bernburger Str. 15.
Herr Studienrat Dr. Joachimi, Halle a. S., Wilhelmstraße 33.
Herr Dr. A. Keiling, Physiker, Halle a. S., Richard Wagnerstraße 34.
Herr M. Knörlein, Dipl.-Ing., Halle a. S., Ludwig Wuchererstraße 87.
Herr Studienrat Dr. Lindemann, Halle a.S., Weidenplan.
Herr Studienrat Dr. Lüders, Halle a. S., Königstr. 13.
Herr Studienrat Dr. Maennel, Halle a.S., Magdeburger Str. 60.
Herr Studienassessor Dr. Mund, Halle a. S., Kronprinzenstr. 41.
Herr Studienrat Rühlmann, Halle a. S., Henriettenstraße 10.
Herr Studienrat Schuhardt, Halle a. S., Ulestr. 15.
Herr Prof. Schrader, Halle a. S., Pfälzerstraße 14
Herr Studienrat Dr. Schumacher, Halle a. S., Wielandstr. 9.
Herr Studienrat Schuppe, Halle a. S., Franckeplatz 1.
Herr Prof. Dr. H. Straub, Halle a. S., Advokatenweg 38.
Herr Studienrat Teuchert, Halle a.S., Franckeplatz 1.
Herr Prof. Dr. Tubandt, Halle a. S., Mozartstraße 20.
Herr Studienrat Dr. Viol, Halle a. S., Franckeplatz 1.
Herr Dr. Wagner, Studienrat, Halle a. S., Lindenstraße 14.
Herr Studienrat Walckling, Halle a.S., Kronprinzenstraße 32.
Herr Studienrat Wildgrube, Halle a. S., Reilstr. 14.

Seitens des Herrn Prof. Dr. F. Jentzsch, Gießen:
Herr Ernst Arbeit, Mathematiker der Leitzwerke, Gießen, Friedrichstr. 12.
Herr Cand. phil. Georg Heisen, Marburg, Roserstr. 6.
Herr Cand. phil. Ludwig Macht, Marburg, Am Plan 2.
Herr Prof. Cl. Schäfer, Marburg, Mainzer Gasse 33.

Seitens des Herrn Prof. von Kármán, Aachen:
Herr Privatdozent Ludw. Hopf, Aachen, Lochnerstraße 26.
Herr Dr. Karl Pohlhausen, Aachen, Aero-dynamisches Institut der Technischen Hochschule.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Kiebitz, Steglitz:
Herr Telegraphendirektor Trautwein, Telegraphentechnisches Reichsamt Berlin, Königgrätzerstraße 20, Stahnsdorf.

Seitens des Herrn Prof. Dr. H. Mache, Wien:
Herr Dr. Hans Thirring, o. Professor f. theoretische Physik an der Wiener Universität, Wien IX, Boltzmanngasse 5.

Seitens des Herrn Dr. W. Moser, Berlin:
Herr Dipl.-Ing. Heinrich Calliess, Ges. f. drahtl. Telegr. Berlin NW., Alt-Moabit 18.
Herr Dipl.-Ing. Hans Muth, Ges. f. drahtl. Telegr. Seegefeld bei Spandau, Kastanienallee 21.

Seitens des Herrn Dr. W. Müller, Berlin SO. 33:
Herr Dr. O. Hardtke, Berlin-Steglitz, Albrechtstr. 53
Herr Obering. J. Nienhold, Berlin NW. 21, Emdenerstraße 26.

Seitens des Herrn Prof. Dr. W. Schumann, Jena:
Herr Direktor Bandtlow, Jena, Kaiserin Augustastraße 17 (Stadtbauamt).
Herr Dr. Bauer, Göschwitz a. S., Cementfabrik.
Herr Dr. Berger, Jena, Bismarckstraße 10 (Glaswerk Schott & Gen.).
Herr Ing. Blumenstein, Jena, Kirschgraben 9 (Glaswerk Schott & Gen.).
Herr Dr. Ehlers, Jena, Beethovenstraße 14.
Frau Magda Eller, Jena, Kaiserin Augustastraße 10.
Herr Dr. Götting, Göschwitz a. S., Cementfabrik.
Herr Dipl.-Ing. Grossmann, Jena, Forstweg 31 (Glaswerk Schott & Gen.).
Herr Direktor Gühlich, Jena, Knebelstraße 11 (Gas- und Wasserwerk).
Herr cand. phys. Heinert, Jena, Lutherstraße 3 a.
Herr Obering. Hirsch, Jena, Riemannstraße 8 (Glaswerk Schott & Gen.).
Herr cand, phys. Huss, Jena, Wöllnitzstraße 32.
Herr Dr. Grimm, Göschwitz a. S., Direktor des Cementwerkes Göschwitz.
Herr Dr. Kiefer, Jena, Ziegelmühlenweg 16.
Herr cand. phys. Fritz Kirchner, Jena, Dornburgerstraße 32.
Herr Dr. Klemm, Jena, Herderstraße 18.
Herr cand. phys. Knauer, Jena, Karl Alexanderplatz 5.
Herr Kreuzer, Jena, Karl Alexanderstraße 16.
Herr Meisser, Jena, Lutherstraße 95.
Herr Oehring, Jena, Botzstraße 10.
Herr cand. phys. Sahland, Jena, Am Landgrafen 10a.
Herr Dr. Schaller, Jena, Urbanstraße 1 (Glaswerk Schott & Gen.).
Herr Dr. Sieber, Jena, Kaiserin Augustastraße 4.
Herr Dr. Thieme, Jena, Johann Friedrichstraße 16 (Glaswerk Schott & Gen.).
Herr Dr. Williger, Jena, Knebelstraße 11 (Carl Zeiß).
Herr Dipl.-Ing. Winkler, Jena, Saalbahnhofstraße 36.

Seitens des Herrn Dr. Seiferheld, Halle a. S.:
Herr Dipl.-Ing. Paul Bachert, Merseburg, Gerichtsrain 3.
Herr Ing. Albert Berenbruch, Neu-Rössen bei Merseburg, Mittelstr. 17.
Herr Direktor Dipl.-Ing. Hans Bruns, Merseburg, Klosterstr. 5.
Herr Dr.-Ing. Heinz Büttefisch, Chemiker, Leunawerke in Merseburg.
Herr Direktor Dr. Dehnel, Chemiker, Neu-Rössen bei Merseburg.
Herr Dipl.-Ing. Max Frühauf, Merseburg, Lauchstädter Str. 25.
Herr Dipl.-Ing. Karl Goetze, Leunawerke in Merseburg.
Herr Dipl.-Ing. Friedrich Gravius, Neu-Rössen bei Merseburg, Mittelstr. 15.
Herr Dipl.-Ing. Julius Groh, Halle a. S., Sophienstr. 31.
Herr Dr. phil. Paul Herold, Chemiker, Neu-Rössen bei Merseburg, Kirchstr. 3.
Herr Dipl.-Ing. Max Josenhaus, Neu-Rössen bei Merseburg, Mittelstr. 11.
Herr Dr.-Ing. Victor Hugo Kah, Chemiker, Leunawerke in Merseburg.
Herr Dr. Paul Köppe, Chemiker, Neu-Rössen bei Merseburg, Mittelstr. 23.
Herr Obering. Dipl.-Ing. Gottfried Lössel, Merseburg, Klosterstr. 5.
Herr Dipl.-Ing. Emil Machenheimer, Neu-Rössen bei Merseburg, Saalestr. 18.
Herr Architekt Ernst Mann, Leuna 51, Post Merseburg.
Herr Dr.-Ing. Oswald Pattenhausen, Chemiker, Neu-Rössen bei Merseburg, Mittelstr. 2.

Herr Dr.-Ing. Kurt Pietzsch, Leunawerke in Merseburg.
Herr Dr.-Ing. Hans Polster, Dipl.-Ing., Neu-Rössen bei Merseburg, Mittelstr. 2.
Herr Ing. Ernst Remmert, Neu-Rössen bei Merseburg, Windmühlenstr. 1.
Herr Dipl.-Ing. Hermann Rieger, Neu-Rössen bei Merseburg, Merseburger Str. 12.
Herr Dipl.-Ing. Hans Rölke, Halle a. S., Thomasiusstraße 8.
Herr Dipl.-Ing. Emil Rudolf, Neu-Rössen bei Merseburg, Merseburger Str. 12.
Herr Dipl.-Ing. Franz Sabel, Neu-Rössen bei Merseburg, Preußenstr. 9.
Herr Dr.-Ing. Hans Sauer, Dipl.-Ing., Neu-Rössen bei Merseburg.
Herr Gerhard Schaps, Physiker, Halle a. S., Kapellengasse 4.
Herr Ing. Rudolf Schwarzburger, Halle a. S., Halberstädter Str. 2.
Herr Dr. phil. Richard Souard, Chemiker, Leunawerke in Merseburg.
Herr Dipl.-Ing. Wilhelm Ulrich, Neu-Rössen bei Merseburg, Windmühlenstr. 3.
Herr Dipl.-Ing. Reinhard Wohlfahrt, Merseburg, Bismarckstr. 46.
Herr Dipl.-Ing. Ludwig Wolf, Leunawerke in Merseburg.
Herr Dr.-Ing Alfred Wyszowirski, Physiker, Merseburg, Teichstr. 9.
Herr Dr.-Ing. Karl Zepf, Chemiker, Neu-Rössen bei Merseburg, Mittelstr. 2.
Herr Reg.-Baumeister Rudolf Zscheye, Halle a. S., Blumenthalstr. 6.

Seitens des Herrn R. Swinne, Berlin-Friedenau:

Herr Dr. R. Becker, Physiker, Berlin-Grunewald, Hohenzollerndamm 65/66.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Zeissig, Darmstadt:

Herr Prof. Dr. Berl, Darmstadt, Wilhelmstraße 40.
Herr Waldemar Brückner, stud. mech., Darmstadt, Heinrichstraße 63.
Herr Karl Otto Schmidt, stud. elektr., Darmstadt, Bismarckstraße 100.
Körperschaft Institut für techn. Physik, Darmstadt, Techn. Hochschule.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Aufgenommene Mitglieder.

Herr Walter Birnbaum, cand. math., Göttingen, Bahnhofstraße 25.
Herr Direktor L. Dönitz, Hermsdorf (S.-A.).
Herr Walter Droste, Charlottenburg 1, Osnabrückerstraße 18 II l.
Herr H. Edler, cand. phil., Jena, Schloßgasse 17.
Herr Dr. W. Försterling, Jena, Sofienstraße 14.
Herr Prof. Dr.-Ing. E. Heidebroek, Darmstadt, Osannstraße 37.
Herr Dr. F. Heinrich, Dortmund, Rheinischestraße 60.
Herr Prof. Dr. O. Henker, Jena, Bismarckstraße 17, i. Fa. Carl Zeiß, Jena.
Herr K. Klemm, Betriebsleiter, Jena, Johann Friedrichstraße 33.
Herr W. Klemm, cand. phys., Jena, Talstraße 24.
Herr Dr. Walter Köhler, Frankfurt a. O., Prinzenufer 5 III.
Herr L. Lehrs, cand. phys., Jena, Gartenstraße 2.
Herr Dr. E. Lorenser, Physiker, Freiberg i. Sa., Chemnitzerstraße 37.
Herr Prof. Dr.-Ing. W. Moldenhauer, Privatdozent, Darmstadt, Inselstraße 42.
Herr W. Möller, cand. phil., Jena, Camsdorfer Ufer 20.
Herr F. W. Müller, Jena, Ernst Haeckelplatz 1 pt.
Herr F. Müller, Professor an der Oberrealschule Kehl a. Rh.
Herr Prof. Dr. Johs. Müller, Bremen, Sielwall 74, Technische Staatslehranstalten.
Herr A. Nathing, cand. phys., Jena, Marienstraße 46.
Firma Porzellanfabrik Freiberg in Freiberg i. Sa.
Herr E. Rideler, cand. phil., Jena, Johannisplatz 20.
Herr A. Scheibe, cand. phys., Jena, Haseweg 9.
Herr H. Schieferstein, Oberingenieur, Charlottenburg, Kaiser Friedrichstraße 1.
Herr Dr. E. Schott, Jena, Otto Schottstraße.
Herr J. Sorge, cand. phys., Jena, Berggasse 3.
Herr Walter Spath, cand. phil., Jena, Sedanstraße 12.
Körperschaft Technische Staatsanstalt in Ilmenau (Thüringen).
Herr Dr.-Ing. W. Weicker, Hermsdorf (S.-A.).

Adressenveränderungen.

Herr Dr. R. Ambronn, jetzt Göttingen, Bürgerstr. 42 I.
Herr Dr. E. Back, jetzt Tübingen, Nauclerstraße 25.
Herr Dr. Erich Baisch, jetzt Leverkusen bei Cöln am Rhein, Friedrich Woskottstraße 5, i. Fa. Farbenfabriken Fr. Bayer & Co.
Herr Dr. K. Boedecker, Physiker bei den Höchster Farbwerken, jetzt Königstein (Taunus), Elisabethstr. 2.
Herr Dr. R. v. Dallwitz-Wegner, jetzt Neckargmünd bei Heidelberg.
Herr Dr. R. Dieterle, jetzt Berlin-Halensee, Joachim-Friedrichstr. 9 II. (Kabelwerk der Siemens-Schuckert-Werke. Nicht mehr Physikal.-techn. Reichsanstalt.)
Herr Prof. Dr. W. Gaede, jetzt Karlsruhe, Kaiserstr. 63, Techn. Hochschule.
Herr Dr. C. Hahn, jetzt Leverkusen bei Köln a. Rh., Düsseldorfer Str. 355. (Früher Mannheim-Rheinau, Heuweg 7.)
Herr W. Höpp, früher Berlin-Pankow, jetzt Schalksmühle i. W. i. Fa. Gebr. Jaeger.
Herr Dr. W. Moser (nicht Moeser), Berlin-Friedenau, Südwestcorso 1.
Herr Dr. Wilhelm Müller, jetzt Berlin SO. 33, Zeughofstraße, Hochfrequenzabteilung der Deutschen Telephonwerke.
Kerr Dr. Paul Neubert, jetzt Leverkusen bei Köln a. Rh., Bayerstr. 99.
Herr Dr. phil. Walter Reiss, jetzt Berlin-Lichterfelde-Ost, Schillerstr. 22. (Früher Lärz b. Mirow i. Meckl.)
Herr Ing. Schaller, jetzt Kiel, Lorensenstraße 42 III.
Herr Dr. Seidel, jetzt Kiel, Düppelstraße 66 III.
Herr Ing Settegast, jetzt Kiel, Yorkstraße 1 a.
Herr Dr. M. Weth, jetzt Berlin, Jagowstr. 8.
Herr Prof. Dr. Wiesent, jetzt München, Tattenbachstraße 7.

Ausgeschieden.

Herr Hans Arons, Berlin NW. 23, jetzt Breslau, ist aus der Mitgliederliste zu streichen.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.



Ortsgruppe Halle a. d. Saale.

Vorbereitende Sitzung zur Gründung der Ortsgruppe Halle a. d. Saale am 4. Juni 1921.

Zu der vorbereitenden Sitzung, die von Herrn Geheimrat Mie einberufen war, hatten sich 14 Herren eingefunden. Die Gründung einer Ortsgruppe Halle wurde beschlossen.

Es bildete sich ein Arbeitsausschuß zur Vorberatung der Gründung unter Vorsitz von Herrn Geheimrat Mie.

Die 14 anwesenden Herren meldeten sich zum Eintritt in die Gesellschaft für technische Physik an.

Der Arbeitsausschuß veranlaßte die Einholung der Genehmigung zur Gründung der Gruppe beim Vorstand des Hauptvereins.

Vorsitzender des Arbeitsausschusses: G. Mie.

Sitzung am 23. Juni 1921.

Auf Grund der vom Vorstand des Hauptvereins eingegangenen Genehmigung wird von den Anwesenden die Ortsgruppe für gegründet erklärt. Der bisherige Arbeitsausschuß wird als vorläufiger Vorstand gewählt. Er setzt sich zusammen aus:

1. Vorsitzender: Herr Geheimrat Mie,
2. Vorsitzender: „ Dr. Bube,
1. Schriftführer: „ Prof. Herweg,
2. Schriftführer: „ Prof. Wiegand.

Das Amt des Schatzmeisters ist noch nicht besetzt.

Beirat: Dipl.-Ing. Deimler,
Dipl.-Ing. Knörrlein,
Prof. Schmidt,
Prof. Schrader,
Dr. Seiferheld,
Prof. Straub,
Prof. Tubandt.

Die definitive Vorstandswahl soll in der ersten Hauptversammlung, für die der 5. November in Aussicht genommen ist, stattfinden. Es wird beschlossen, außer den Satzungen des Hauptvereins die Satzungen der Ortsgruppe Kiel mit wenigen Änderungen zugrunde zu legen.

Für den Winter werden folgende Themen in Aussicht genommen:

Gasturbinen, Explosionsmotoren, Verbrennungs- und Explosionserscheinungen.

Stickstoffgewinnung, Katalyse, Röntgentechnik.

20 neue Mitglieder melden sich zum Eintritt.

Der 1. Vorsitzende: Geh.-Rat G. Mie.

Ortsgruppe Heidelberg-Ludwigshafen-Mannheim.

Bericht über Versammlungen und Ausflüge.

Zweite ordentliche Mitgliederversammlung am Montag, den 23. Mai 1921.

Tagesordnung:

1. Eingänge.
2. Anmeldung und Aufnahme neuer Mitglieder.
3. Vortrag von Herrn Geh. Rat Prof. Dr. Lenard: über „Elektrische Einheiten, I. Teil".
4. Anfragen und Anträge.

Dritte ordentliche Mitgliederversammlung am Montag, den 6. Juni 1921, abends $6^1/_4$ Uhr im kleinen Hörsaal des Physikalischen Instituts der Universität.

Tagesordnung:

1. Anmeldung und Aufnahme neuer Mitglieder.
2. Vortrag von Herrn Dr. Tomaschek: über „Das Nernstsche Wärmetheorem" mit anschließender Besprechung.
3. Anfragen und Anträge.

Am 5. Mai 1921 Besichtigung der Murgwerke in Forbach durch die Ortsgruppe Heidelberg-Ludwigshafen-Mannheim der Deutschen Gesellschaft für technische Physik. Der 1. Vorsitzende: A. Becker.

Ortsgruppe Jena.

Gründungssitzung.

Am 2. Juni 1921 fand die Gründungssitzung der Ortsgruppe Jena statt.

Zum Vorstand wurde gewählt:

1. Vorsitzender: Prof. Dr. W. Schumann.
2. Vorsitzender: Dr. Erfle.
Schatzmeister: Dr. Erich Schott.
1. Schriftführer: Dr. H. Edler.
2. Schriftführer: Dr. Loewe.
Beisitzer: Dr. Gerold (Porzellanfabrik Hermsdorf).

Sodann wurden die Satzungen beschlossen. Ferner hielt Herr Geheimrat Wien einen Vortrag über: „Drahtlose Kriegserlebnisse".

Der 1. Vorsitzende: Prof. W. Schumann.

Ortsgruppe Kiel.

Sitzung am Montag, dem 27. Juni 1921, abends $8^1/_2$ Uhr, in der „Seeburg", Düsternbrooker Weg 2.

Tagesordnung:

1. Erörterung des Vortrags von Herrn Seidel: über „Hochfrequenz-Mehrfachtelephonie".
2. Vortrag von Herrn Simon: über „Spiegelbild-Photometrie".
3. Verschiedenes. Der 1. Vorsitzende: Richter.

Ortsgruppe Leipzig.

Bericht über die Gründungsversammlung der Ortsgruppe Leipzig.

Am Dienstag, dem 4. Juni 1921, abends 7 Uhr, fand im Physikalischen Institut der Universität Leipzig unter dem Vorsitz des Herrn Geheimrat Wiener eine von Herrn Dr. Schering (i. Fa. Goerz) einberufene Versammlung von Leipziger Mitgliedern der Deutschen Gesellschaft für technische Physik statt, zu der auch eine Anzahl von anderen Herren, bei denen Interesse für das Gebiet der technischen Physik vorausgesetzt werden konnte, geladen und erschienen war. Nachdem der Vorsitzende die Versammlung begrüßt hatte, betonte Herr Dr. Gehlhoff den Nutzen des Zusammenarbeitens von Wissenschaft und Technik und wies hin auf die gerade in der neuesten Zeit wachsende Bedeutung der wissenschaftlich gebildeten Physiker in der Industrie, wie sie in der chemischen Industrie zu deren Vorteil schon lange den wissenschaftlichen Chemikern zugebilligt wurde. Darauf beschloß die Versammlung die Gründung einer Ortsgruppe. Es folgte zunächst die Besprechung eines Satzungsentwurfes, wobei die Kieler Satzungen zugrunde gelegt wurden. Im Anschluß daran fand die Wahl des Vorstandes und des Beirates statt. Gewählt wurden zum:

1. Vorsitzenden: Prof. Dr. Hermann Scholl, Leipzig, Linnéstr. 5.
2. Vorsitzenden: Dr. H. Schering, i. Fa. C. P. Goerz Scheinwerferbau, Leutzsch bei Leipzig.
1. Schriftführer: Privatdozent Dr. Ludw. Schiller, Physikalisches Institut, Leipzig, Linnéstr. 5.
2. Schriftführer: Studienrat Dr. Wiener, Leipzig, Maschinenbauschule.
Schatzmeister: Fabrikbesitzer Max Kohl, Leipzig, Brüderstr. 55.

Zu Mitgliedern des Beirates:

Postrat Fritz Ambrosius, Leipzig, Elisenstr. 102.
Fabrikbesitzer Wilh. Mathiesen, Leutzsch bei Leipzig, Auenstr. 8.
Patentanw. Dr.-Ing. Monasch, Leipzig, Lessingstr. 24.
Prof. Dr. Karl Potzger, Leipzig, Moltkestr. 52.
Geheimrat Prof. Dr. O. Wiener, Leipzig, Linnéstraße 4.

Schluß der Sitzung $8^1/_4$ Uhr.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Scholl.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1921 | Zweiter Jahrgang | Nr. 8

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Gasreinigung durch Elektrizität.

Von Hubert Thein.

(Schluß.)

Im Gegensatz zu den bisher geschilderten Vorgängen steht die selbständige Strömung. Sie tritt auf, wenn man die Spannung weiter erheblich, etwa auf 2000 Volt für den gewählten Elektrodenabstand steigert. Die Stromstärke beginnt dann wieder allmählich und bei weiterer Erhöhung der Spannung ziemlich steil anzusteigen. Während bei der unselbständigen Strömung nur jeweils soviel Ionen zum Transport des Stromes von einer Elektrode zur anderen vorhanden sind, als gerade vom Ionisator geliefert werden, im Bereich der Sättigung aber alle vom Ionisator in der Zeiteinheit gelieferten Ionen, die durch ihre beschränkte Anzahl eben den Sättigungszustand bedingen, gebraucht werden, werden hier unter der Wirkung der höheren Spannung Ionen in großer Zahl erzeugt. Es ist anzunehmen, daß stets eine, wenn auch sehr kleine Anzahl von Ionen im Gase vorhanden ist, die durch Strahlen von ganz geringen in den Gasen verstreuten radioaktiven Stoffen erzeugt werden. Diese wenigen Ionen erhalten je nach der Feldstärke eine bestimmte Geschwindigkeit, mit der sie durch den Gasraum bewegt werden. Ist nun eine gewisse Mindestgeschwindigkeit durch die Erhöhung der Potentialdifferenz erreicht, so spalten sie die in ihrer Bahn befindlichen Moleküle durch ihren Zusammenstoß mit diesen in Ionen. Dieser Vorgang, der an sich analog dem bei der unselbständigen Strömung erfolgt, bezeichnet man als Stoßionisation, die gerade für die elektrische Gasreinigung von besonderer Bedeutung ist.

In Fig. 5 zeigt das Stück BD der Kurve das weitere Anwachsen des Stromes durch die Stoßionisation vom Sättigungsgebiet AB ausgehend, das Stück OA der Kurve die unselbständige Strömung. Für den Fall, daß eine vorherige Bestrahlung der Gasstrecke nicht vorgenommen wird, daß also nur die Stoßionisation zur Wirkung kommt, verläuft die Kurve der Stoßionisation nach CD. Der Verlauf der Kurve CD bzw. BD wird außer von der Spannung durch Form und Größe der Feldträger bedingt.

Als geeignete Grundformen der Feldträger fanden wir

1. zwei parallele Zylinderflächen,
2. zwei parallele Ebenen.

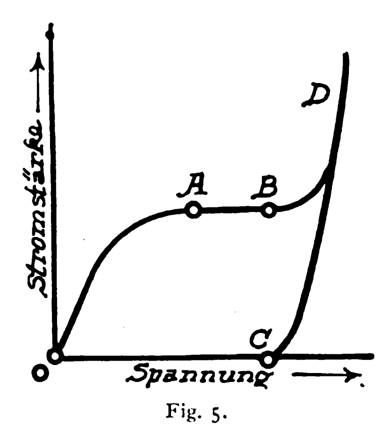


Fig. 5.

Für zwei parallele Ringflächen wurde für die Beziehung zwischen E und P die Gleichung aufgestellt:

$$E_x = \frac{P}{x \ln \frac{R}{r}}.$$

Grundbedingung für einen störungsfreien Betrieb ist die Forderung, daß es zwischen den Elektroden nicht zum Durchschlag der Gasstrecke kommt. Der Durchschlag erfolgt aber, wenn eine gewisse Feldstärke erreicht ist, wenn die Beanspruchung des Stoffes zwischen den Elektroden, in unserem Falle des Gases, so hoch getrieben wird, daß er zu Bruch geht. Diese Beanspruchung E_b, die durch die Durchschlagsspannung P_d verursacht wird, ist für Luft unter Atmosphärendruck und mit großer Annäherung auch für Gase durch Versuche mit 21000 Volt/cm ermittelt worden. Die Stelle der höchsten Beanspruchung liegt offenbar auf dem äußeren Mantel des inneren Zylinders, da E_x ein Maximum wird für das kleinstmögliche x, also x für $= r$. Obige Gleichung lautet dann:

$$E_{max} = \frac{P}{r \ln \frac{R}{r}},$$

oder nach P aufgelöst

$$P = E_{max} \cdot r \cdot \ln \frac{R}{r} \cdot$$

Wenn wir die Spannung so weit steigern, daß $E_{max} = 21000$ Volt/cm $= E_b$ wird, so erhalten wir die Durchschlagsspannung:

$$P_d = E_b r \ln \frac{R}{r} \cdot$$

Ein vollständiger Durchschlag der Gasstrecke wird jedoch noch nicht eintreten, da nur auf dem Mantel des Drahtes die Bruchbeanspruchung erreicht ist, auf den darauf folgenden Niveauflächen aber die Feldstärke noch unter diesem Wert bleibt. Es legt sich aber um den Mantel des Drahtes eine dünne Glimmlichthülle, die, da stark ionisiert und daher gut leitend, eine kleine Vergrößerung des Radius darstellt.

Die Veränderlichkeit des Radius in Abhängigkeit von P_d ist in Fig. 6 für ein konstantes E_b und ein festgelegtes R innerhalb der Grenzen $r = r$ bis $r = R$ dargestellt. Im Scheitelpunkte der Kurve ist P_d ein Maximum. Eine weitere Steigerung von P_d ist nicht möglich, da in diesem Punkte eine stärkere Entladung in Form von Büschel oder Funken auftritt. Im abfallenden Ast der Kurve würde nur Funkenentladung erfolgen. Man unterscheidet so drei Gebiete:

1. Bereich: nur Glimmlichtentladung, stabiler Bereich.

2. Bereich: Büschel- oder Funkenentladung, indifferenter Bereich.

3. Bereich: nur Funkenentladung, labiler Bereich.

Über die Größe der Spannung, die für die einzelnen Bereiche in Frage kommt, gibt die Gleichung:

$$P = E_b r \ln \frac{R}{r}$$

Aufschluß. Differenzieren wir diese Gleichung für P_d nach r, so erhalten wir:

$$\frac{dP}{dr} = E_b \left(\ln \frac{R}{r} - 1 \right) \cdot$$

Daraus folgt, daß im Bereich 1:

$$r = 0 \text{ bis } r = \frac{1}{e} R, \quad \frac{dP}{dr}$$

positiv ist, im Bereich 2:

$$r = \frac{1}{e} R, \quad \frac{dP}{dr} = 0,$$

im Bereich 3:

$$r = \frac{1}{e} R \text{ bis } r = R, \quad \frac{dP}{dr}$$

negativ ist.

Für die Arbeitsspannung bei der elektrischen Gasreinigung kommt, da der Bereich $r = 0$ bis $r = r$ naturgemäß nicht in Frage kommt, nach obigem nur der Bereich $r = r$ bis $r = \frac{R}{2{,}718}$ in Betracht.

Bei vorstehenden Erörterungen ist angenommen, daß E_b konstant ist. Dies ist in Wirklichkeit bei Gasen und Luft nicht der Fall. Es hat sich vielmehr durch Versuche ergeben, daß bei dünnen Drähten die Durchschlagsspannung höher liegt, als sie sich nach der Rechnung ergibt, daß E_b eine Funktion von r ist.

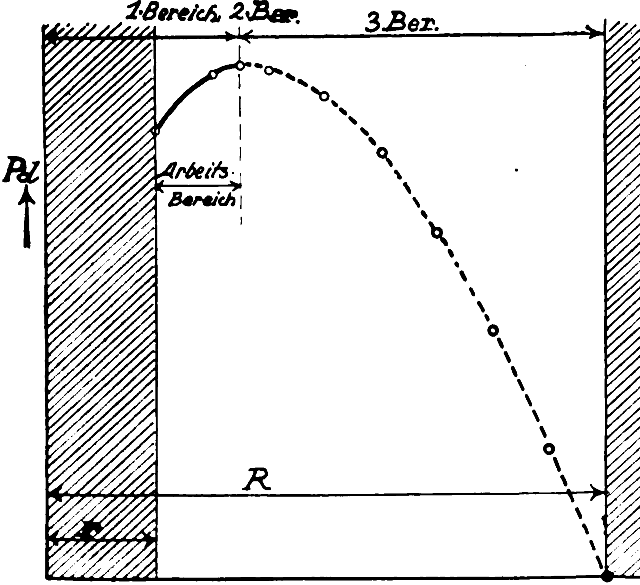


Fig. 6.

Dies hat seinen Grund in der Stoßionisierung. Wir sprachen dort von einer gewissen Mindestgeschwindigkeit, welche die Ionen haben müssen, um durch ihre Wucht beim Anprall an neutrale Moleküle diese in Ionen spalten zu können. Um aber diese Ionen auf ihre Mindestgeschwindigkeit bringen zu können, ist es notwendig, sie auf einer bestimmten, der sogenannten „freien Weglänge" durch eine mittlere Mindestfeldstärke auf die notwendige Geschwindigkeit zu beschleunigen.

Fig. 7 zeigt einen Draht kleineren und einen Draht größeren Durchmessers. Bei beiden Drähten herrscht auf der Oberfläche, wie die Kraftliniendichte erkennen läßt, die gleichgroße Feldstärke. Zeichnet man zu beiden Drähten in der Entfernung $l =$ der freien Weglänge je einen konzentrischen Kreis, so erhalten wir die mittlere Feldstärke auf Niveauflächen mit dem Radius

$$r_1 + \frac{l}{2} \text{ bzw. } r_2 + \frac{l}{2}.$$

Man ersieht aus der Zeichnung aus der Kraftliniendichte auf diesen Niveauflächen ohne weiteres, daß bei dem dünnen Draht die mittlere Feldstärke kleiner ist als bei dem starken Draht. Daraus folgt, daß bei dünnen Drähten die angelegte Spannung entsprechend höher sein muß, um die notwendige mittlere Feldstärke hervorzurufen. Die Abhängigkeit der

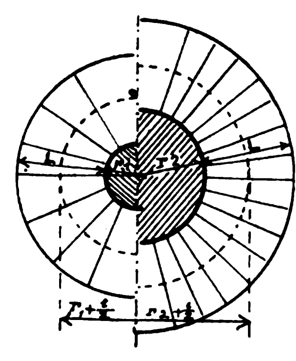


Fig. 7.

Durchschlagsspannung der Luft vom Drahtdurchmesser zeigt Fig. 8, die Petersens Hochspannungstechnik entnommen ist. Durch die Abhängigkeit von E_b von r ändert sich das Ergebnis der Rechnung für die Glimmlicht- bzw. Büschel- und Funkenentladung quantitativ, qualitativ jedoch behält es seine Richtigkeit.

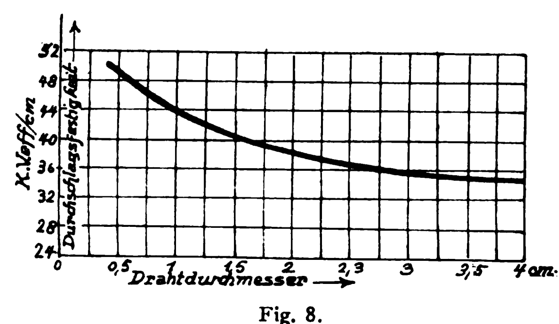


Fig. 8.

Wie liegen nun die Verhältnisse im elektrischen Feld, dessen Feldträger zwei parallele Ebenen sind? Wir fanden für die Beziehung von E zu P die Gleichung:

$$E_x = \frac{P}{d}.$$

Wie bereits gezeigt wurde, bildet sich bei zwei parallelen Ebenen zwischen ihnen ein homogenes Feld, d. h. ein Feld, bei dem in allen Punkten die gleichgroße Feldstärke herrscht. Es wird hier also Durchschlag eintreten, wenn $E_H = E_b = 21\,000$ Volt/cm ist. Für einen Plattenabstand d erhalten wir die Durchschlagsspannung:

$$P = E_b \cdot d.$$

E_b ist hier konstant, sofern nur d größer als die freie Weglänge ist, wobei allerdings diese Weglänge eine Funktion der Feldstärke ist. Glimmlicht- und Büschelentladung tritt im homogenen Feld also überhaupt nicht auf. Die einzige mögliche Entladungsform ist der vollständige Durchschlag, die Funkenentladung.

Allgemein kann gesagt werden, daß Glimmlichtentladung nur bei inhomogenen Feldern auftritt, d. h. bei Feldern, bei denen wenigstens einer der Feldträger aus Zylindern oder Spitzen besteht. Die Glimmlichtentladung bei Drähten und Kabeln, allgemein bei zylindrischen Leitern bezeichnet man als Koronaentladung. Im Gegensatz hierzu steht die Spitzenentladung. Wie der Name schon sagt, erfolgt die Entladung an einer oder mehreren Spitzen. Auch hier kann Glimmlicht auftreten. Es bildet sich jedoch keine zusammenhängende Hülle, sondern jede Spitze bildet das Zentrum eines kleinen Glimmlichtes. Außerdem erfolgt die Spitzenentladung bei wesentl ch niedrigerer Spannung als die Koronaentladung. Infolge der aufeinander wirkenden, abstoßenden Kräfte der auf der Oberfläche der Spitze befindlichen Elektrizitätsteilchen tritt die Spitzenentladung bei um so niedrigerer Spannung ein, je schärfer und feiner die Spitze ist. Die Entladung kann so sanft vonstatten gehen, daß ein Glimmlicht gar nicht wahrnehmbar wird. Immer aber ist die Spitzenentladung verbunden mit einer deutlich wahrnehmbaren Bewegung der benachbarten Luftteilchen in der Richtung von der Spitze weg. Man bezeichnet diese Erscheinung als elektrischen Wind. Dieser ist auch eine Begleiterscheinung der Koronaentladung, tritt dort jedoch nicht in so ausgeprägtem Maß in Erscheinung.

Außer durch zwei parallele Ringflächen ließe sich, wie bereits kurz angedeutet, ein inhomogenes Feld auch schaffen durch die Verwendung eines ebenflächigen Feldträgers in Verbindung mit Zylindern oder Spitzen. Spitzen auf der einen Seite als Feldträger haben sich für den Dauerbetrieb in der Praxis, worauf Durrer bereits hinwies, nicht bewährt. Wählt man nämlich metallische Spitzen, so ist die notwendige gleichmäßige Herstellung derselben schwierig, wenn nicht fast unmöglich und natürlich auch entsprechend teuer. Sie werden außerdem im Betriebe durch den Gehalt der Gase an Feuchtigkeit oder Säuren stark angegriffen, verlieren ungleichmäßig ihre ursprüngliche Form und werden daher unbrauchbar. Bei flaumhaarigen Elektroden, wie Cottrell sie als erster verwendete, ist ihre Wirksamkeit in weitem Maße abhängig von dem Gehalt der Gase an Feuchtigkeit und Säuren, die einerseits nicht in jedem Falle vorhanden sind, andererseits aber gerade die Brauchbarkeit des sonst nicht leitenden Materials bedingen. In beiden Fällen, bei der Verwendung metallischer Spitzen- wie flaumhaariger Elektroden, kommt als

weiterer Übelstand ihre schnelle Verschmutzung, das Einbetten der Spitzen in eine Schmutzschicht von ausgeschiedenem Material und damit ihre nach kurzer Zeit eintretende Wirkungslosigkeit in Betracht.

Aber auch Drähte einerseits und eine ebenflächige Elektrode andererseits bieten nicht die Vorteile wie ringflächige Feldträger. Fig. 9 stellt den Vertikalschnitt, Fig. 10 den Horizontalschnitt durch ein elektrisches Doppelfeld dar, das gebildet ist durch

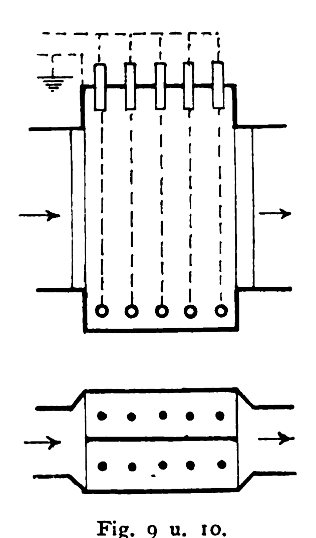


Fig. 9 u. 10.

ebene Platten und durch Drähte. Der Gasstrom bewegt sich in Richtung der Pfeile. In elektrischer Beziehung muß hervorgehoben werden, daß das inhomogene Feld hier kein Feld gleicher Struktur ist. Die Niveauflächen weisen in nächster Nähe der Drähte starke Krümmungen um die Drähte herum auf und gehen nach den Plattenelektroden zu allmählich in eine gerade Linie über. In praktischer Hinsicht bietet die zwangläufige Führung des Gasstromes unten und oben erhebliche Schwierigkeiten. Man muß schon unten und oben „tote" Räume ausbilden, in welche die Enden der Drähte hineinragen. Eine Führung das Gasstromes von unten nach oben durch eine entsprechende Änderung der dargestellten Anordnung bringt keinen Vorteil, da auch dann ein seitliches Ausbiegen des Gasstromes möglich erscheint. In jedem Falle aber wird der Apparat verhältnismäßig teuer. Die Isolationsschwierigkeiten, auf die man bei derartig hohen Spannungen, wie sie bei der elektrischen Gasreinigung nötig sind, große Sorgfalt verwenden muß, werden hier eher größer als kleiner gegenüber Ringflächen. Um die Isolation möglichst zu vereinfachen, sind in Fig. 9/10 die Ausströmerelektroden vertikal angeordnet, da es so möglich ist, die Drähte durch angehängte Gewichte zu spannen, unten also eine Durchführung eines Leiters unter Spannung durch die Blechkonstruktion sich erübrigt. Die Schwierigkeiten, die beim Bau einer Gasreinigungsanlage die Verwendung von Plattenelektroden bereitet, lassen es dem Verfasser unfaßlich erscheinen, weshalb trotzdem, und zwar auch bei uns in Deutschland, derartige Anlagen ausgeführt werden konnten. Auf jeden Fall haben gerade Anlagen dieser Ausführungsform dazu beigetragen, das elektrische Gasreinigungsverfahren zu mißkreditieren. Es stellt also meines Erachtens die Ausführung der Feldträger als ringflächige Elektroden die in praktischer wie elektrischer Hinsicht bestmögliche Grundform dar.

Die Frage, welche Stromart, Gleich- oder Wechselstrom, zweckmäßig zur Anwendung kommen soll, wurde bisher offen gelassen. Bei den Ausführungen über die Ionisation sahen wir, daß zwischen den Elektroden ein Stromübergang erfolgt, wenn ein gewisser Spannungswert erreicht ist. Der Strom kommt dadurch zustande, daß die Ionen nach den Elektroden wandern und dort ihre Ladung abgeben, und zwar werden die positiven Gasionen von der negativen (Kathode), die negativen von der positiven Elektrode (Anode) angezogen. Um den Stromübergang zwischen zwei Elektroden anschaulich zu machen, vergleicht Dr. Dessauer[1]) die Ionen mit Schiffchen, die den Verkehr zwischen zwei Ufern vermitteln. Er sagt: „Die Schiffe, welche die Elektrizität (auf diese Art) gewissermaßen von einem Ufer zum anderen, von der Kathode zur Anode hinübertragen, sind Ionen und Elektronen. Wie ein Schiff einen bestimmten Laderaum hat, so haben auch diese Träger der Elektrizität eine bestimmte Ladung, die in diesem Falle sehr klein ist. Jeder Träger vermag nämlich im allgemeinen nur die kleinste Menge Elektrizität, die es überhaupt gibt, die ‚Einheitsladung', zu transportieren, die ein winziger Bruchteil einer Milliamperesekunde ist. Daraus läßt sich schon schließen, daß Ionen und Elektronen in sehr großer Anzahl, und zwar gerade so viele zur Verfügung stehen müssen, als die zu transportierende Strommenge größer ist wie die Einheitsladung eines solchen Trägers." Die Geschwindigkeit, mit der die Ionen zwischen den Elektroden wandern, hängt unter sonst gleichen Umständen von dem Spannungsunterschied an den Elektroden ab. Je höher die Spannung, desto größer ist naturgemäß die Geschwindigkeit. Um nun ein Vergleichsmaß für die Geschwindigkeit zu haben, legt man ihren Wert für ein Feld zugrunde, bei dem auf 1 cm ein Spannungsunterschied von 1 Volt herrscht, und nennt dieses Feld „Voltzentimeterfeld". Diese Werte im Voltzentimeterfeld bezeichnet man als die „Beweglichkeit" der Ionen. Für die negativen Ionen ist diese Zahl größer als für die positiven.

[1]) „Über Glühkathodenröhren (Coolidgeröhren) und ihre Bedeutung für die Tiefentherapie". Münchener Medizin. Wochenschrift 1917, S. 971.



Die nachstehende Tabelle[1]) bringt die Beweglichkeit der Ionen in Zentimeter je Sekunde, und zwar für Gase unter Atmosphärendruck. Die Beweglich-

	Beweglichkeit im Voltzentimeterfeld, cm/sec.			
	in Luft	Sauerstoff	Kohlensäure	Wasserstoff
positive Ionen	1,36	1,36	0,76	6,70
negative Ionen	1,87	1,80	0,81	7,95

keit der Ionen wird beeinflußt von dem Feuchtigkeitsgehalt des Gases, und zwar die der negativen Ionen in erheblicherem Maße als die der positiven. So verringert die Feuchtigkeit im allgemeinen die Beweglichkeit der Ionen in Gasen, mit Ausnahme z. B. bei Kohlensäure. Weiter ist die Beweglichkeit der Ionen abhängig von dem Druck, unter dem das Gas steht. Sie wächst bei Druckverminderung für die negativen Ionen stärker als für die positiven. Bei Druckerhöhung wird sie kleiner, woraus sich auch mit Rücksicht auf die nntwend'ge Mindestgeschwindigkeit für die Ionisation die höhere Durchschlagsbeanspruchung der Gase unter höherem Druck erklärt. Während man z. B. für Luft unter dem Druck der Atmospäre eine Durchschlagsbeanspruchung von 21000 Volt/cm feststellte, erhöht sie sich bei einem Druck von 10 Atm. auf 210 KV/cm. Die verschieden große Beweglichkeit der beiden Ionenarten ist nun von großer Bedeutung für die Beurteilung der Wirkungsweise der einzelnen Stromart bei der Abscheidung.

Für die Untersuchung der Wirkungsweise der einzelnen Stromart wollen wir wieder als Feldträger zwei koaxiale Zylinder wählen und dieselben zuerst mit einer Gleichstromquelle etwa in der Weise verbinden, daß die mittlere Elektrode an den negativen, die Rohrelektrode an den positiven Pol gelegt ist. Das zwischen den Elektroden sich bildende Feld wird dann einseitig mit negativer Elektrizität aufgeladen, da, wie bereits festgestellt ist, in einem derart inhomogenen Felde die Feldstärke nur von der mittleren Elektrode herrührt. Der Anteil der Rohrelektrode an der Feldstärke ist ja gleich Null. Da die mittlere Elektrode gleichsam die Elektrizität in das Feld ausströmt, bezeichnet man sie auch wohl als Ausströmerelektrode. Die im Felde durch die Stoßion'sation erzeugten Ionen werden nun eine Wanderung ausführen, und zwar gehen die negativen Ionen (Anionen) zur positiven Elektrode (Anode), die positiven (Kationen) zur negativen Elektrode (Kathode). Da aber die Kationen, je näher sie der Kathode kommen, mit um so mehr freien Elektronen[2]) in Berührung kommen, so wird sich eine Auf- und Umladung der Kationen vollziehen so, daß sie nunmehr als Anionen ebenfalls zur positiven Elektrode wandern. Abgesehen von einigen wenigen Kationen, denen es gelingt, bis zur Kathode zu gelangen, tritt in der Hauptsache eine einseitige Ionenwanderung in der Richtung nach der Rohrelektrode auf. Die feinen und feinsten in den Gasen suspendierten Teilchen wandern, wie noch weiter unten gezeigt werden soll, mit den Ionen und setzen sich daher fast nur auf der inneren Rohrwandung ab, weshalb man diese Elektrode auch Niederschlagselektrode nennt. Dieser Vorgang ist für die Abscheidung sehr erwünscht, da hierdurch auf der Ausströmerelektrode keine oder doch verhältnismäßig wenig Verunreinigungen sich ablagern, die eine längere Wirksamkeit dieser Elektrode sonst in Frage stellen würden. Der Umstand nun, daß bei der gewählten Anordnung mit negativer Ausströmelektrode durch das Aussenden von freien (negativen) Elektronen die für die Abscheidung günstige, möglichst einseitige Ionenströmung zustande kommt, sowie die Tatsache, daß die Beweglichkeit der negativen Ionen im allgemeinen größer ist als die der positiven, führen zu dem Schluß, daß unter sonst gleichen Bedingungen bei der Verwendung von Gleichstrom die Abscheidung bei der gewählten Anordnung mit negativer Ausströmerelektrode größer ist, als wenn die Elektroden umgekehrt an die Pole angeschlossen wären. Mit anderen Worten, man erhält mit Gleichstrom dann die größte Ausbeute an abgeschiedenem Material, wenn man die Ausströmerelektrode an den negativen Pol legt. Versuche und die bisherigen Ergebnisse der Praxis bestätigen die Richtigkeit dieses Schlusses

Wie steht es nun mit der Verwendung von Wechselstrom. Wenn man berücksichtigt, daß es bis heute nicht möglich ist, Gleichstrom in genügender Menge mit der Spannung, wie sie für die Gasreinigung erforderlich ist, unmittelbar zu erzeugen, daß man diese hohen Gleichspannungen nur erhalten kann durch Gleichrichten entsprechend hoch transformierten Wechselstroms, daß man es also mit pulsierendem Gleichstrom zu tun hat,

[1]) Dr. L. Graetz, Die Elektrizität und ihre Anwendungen. Engelshorn, Stuttgart 1919, S. 259.

[2]) Bei der Untersuchung der Kathodenstrahlen in stark verdünnten Gasen hat man bisher nur eine Art von freien Elektronen feststellen können, so daß man zu der Ansicht neigt, es gibt überhaupt nur eine Elektrizitätsart, und nach ihren Wirkungen ist „die“ Elektrizität mit der bisher als „negativ“ bezeichneten identisch. Wenn man weiter annimmt — und dieser Annahme haben wir uns bei der Erörterung der Ionisation bereits angeschlossen — daß jedem Körper eine durch seine stoffliche Beschaffenheit und durch seine räumlichen Verhältnisse bedingte, bestimmte Elektrizitätsmenge eigen ist, so würde der bisher als negativ bezeichnete Zustand eines Körpers dadurch hervorgerufen, daß man dem Körper zu seiner Eigenelektrizität weitere Elektrizität zuführt. Der bisher als positiv bezeichnete Zustand eines Körpers würde dann dadurch erreicht, daß man dem Körper Elektrizität von seiner Eigenelektrizität entzieht. Folgerichtig müßten also die bisher gebräuchlichen Bezeichnungen vertauscht werden.

der unter Berücksichtigung der Gleichrichterart für jede Periode des Wechselstroms im günstigsten Falle mit zwei negativen oder zwei positiven Halbwellen an der Ausströmerelektrode zur Wirkung kommen kann, und wenn man annimmt, daß die Rekombination, d. h. die Wiedervereinigung der Ionen zu neutralen Molekülen stets in dem Augenblicke eintritt, wo die Wechselspannungskurve durch die Nullinie geht, so müßte man bei der Verwendung von Wechselstrom für die Ausbeute einen Wert erhalten, der in der Mitte zwischen den beiden Werten liegt, die man bei Gleichstrom erhalten würde, wenn man einmal den negativen Pol des Gleichrichters an die Ausströmerelektrode legt, das andere Mal den positiven Pol. Dieses Ergebnis aber stimmt nicht mit den bei angeführten Anlagen oder bei Versuchen gefundenen Werten überein. So wurde z. B. von Nesbit[1]) unter sonst gleichen Bedingungen ermittelt, daß die Ausscheidung mit Wechselstrom 50%, bei Gleichstrom mit positiver Ausströmerelektrode 70 bis 80% und mit negativer 95 bis 98% der vor der Behandlung in dem Gase enthaltenen Verunreinigungen betrug. Hiernach liegt also der Wert der Ausbeute mit Wechselstrom erheblich unter dem positiver Ausströmerelektrode. Auch wenn man annimmt, es tritt beim Ionenstrom unter Wechselspannung etwas Ähnliches ein, wie in einem Wechselstromkreise mit induktiven Widerständen, es erfolge also ein Nacheilen der Stromkurve gegenüber der Spannungskurve, kommt man unter der gleichen Voraussetzung wie vorher, daß die Ionenstromkurve auf den Nullwert heruntergeht, daß also auch diesmal wieder Rekombination eintritt, zu keinem befriedigenden Ergebnis. Es müßte ja dann bei pulsierendem Gleichstrom der gleiche Vorgang eintreten und wir würden daher annähernd zu dem gleichen Ergebnis wie vorher kommen müssen. Es bleibt daher nur noch übrig anzunehmen, daß Rekombination infolge der schnell aufeinanderfolgenden Wechsel überhaupt nicht eintritt, daß also die Ionen als solche bestehen bleiben, bis ihre Entladung an den Elektronen erfolgt. Das Leben der Ionen ist demnach länger als die Zeit, die zwischen den aufeinanderfolgenden Effektivwerten der Spannung liegt. Für die Richtigkeit dieser Annahme spricht unter anderem der Umstand, daß man bei Verwendung von pulsierendem Gleichstrom den Wert der Ausbeute fast nicht beeinflußte, wenn man dem Stromkreis einen Kondensator zum Ausgleich der Pulsation parallel schaltete. Bleiben die Ionen aber trotz des Spannungswechsels als solche bestehen, so werden sie wechselweise anziehenden und abstoßenden Kräften unterworfen. Ein negatives Ion wird sich während der negativen Halbwelle auf der Ausströmerelektrode um eine bestimmte Weglänge von dieser entfernen, während der darauf folgenden positiven Halbwelle sich wieder nach dem Ausströmer hinbewegen und zwar um ein kleineres Stück, da es sich im Augenblicke des Bewegungswechsels auf einer Niveaufläche mit niedrigerer Feldstärke infolge der größeren Entfernung von der mittleren Elektrode befand. Für das positive Ion wird das gleiche eintreten. Während der negativen Halbwelle auf der Ausströmerelektrode wird es sich nach dieser hin bewegen, während der darauf folgenden positiven ein größeres Stück von der Elektrode fortgeschleudert werden, da es sich im Bewegungswechsel auf einer Niveaufläche mit größerer Feldstärke befand. Es würde also auch das positive Ion sich von der mittleren Elektrode fortbewegen, wobei naturgemäß seine resultierende Geschwindigkeit in Richtung nach der Niederschlagselektrode infolge seiner geringeren Beweglichkeit kleiner sein wird, als die resultierende Geschwindigkeit des negativen Ions. Beide Ionenarten wandern, man könnte sagen, im Pilgerschritt von der Ausströmer- zur Niederschlagselektrode, die negativen aber mit größeren Schritten als die positiven, beide mit nach der Niederschlagselektrode zu abnehmendem Schrittmaß. Die geringe resultierende Geschwindigkeit der Ionen dürfte mit Rücksicht auf den durch die Beschleunigung und Verzögerung im Bewegungswechsel bedingten Verlust die Hauptursache für die geringe Ausbeute mit Wechselstrom sein.

Als weiterer Grund kommt die bei Wechselstrom in verstärktem Maße auftretende Komplexbildung in Betracht. Die Ausströmerelektrode sendet während der negativen Halbwelle freie Elektronen aus, die in ähnlicher Weise wie die Ionen sich durch die Gasstrecke fortbewegen. Elektronen und Ionen kommen durch ihre Richtungswechsel der Bewegung in innige Berührung miteinander, zumal die positiven Ionen jeweils eine den Elektronen und negativen Ionen entgegengesetzt gerichtete Bewegung vollführen. Die Elektronen können sich hierbei positiven Ionen anlagern und so neutrale Moleküle bilden, die selbst wieder mit positiven Ionen zu größeren positiv geladenen Komplexen sich vereinigen können. Weiter ist es möglich, daß die Moleküle mit negativen Ionen größere negativ geladene Komplexe bilden. Die Bildung von neutralen Molekülen kann auch durch Vereinigung von positiven und negativen Ionen erfolgen, und die Moleküle können sich dann mit weiteren positiven Ionen zu größeren positiv geladenen, mit weiteren negativen Ionen oder mit Elektronen zu größeren negativ geladenen Komplexen verbinden. Die Komplexe, die im allgemeinen Ionenladung besitzen, haben infolge ihrer größeren Masse eine kleinere Geschwindigkeit und verringern daher die Ausbeute bei Wechselstrom unter sonst gleichen Bedingungen

[1]) A. F. Nesbit, „The theoretical and experimenta consideration of electrical precipitation". Proc. Am. Instit. El. Eng. 34, S. 518, 1915.



gegenüber Gleichstrom. Beiläufig sei erwähnt, daß die Komplexbildung die Ursache ist für das bei Verwendung von Wechselstrom beobachtete Zusammenballen der Staubteilchen.

Hinsichtlich der Stromart, die zweckmäßig bei der elektrischen Gasreinigung zur Anwendung kommen soll, kann nach Vorstehendem gesagt werden, daß die Verwendung von Gleichstrom mit negativer Ausströmerelektrode die größtmögliche Ausbeute an ausgeschiedenem Material bringt. Der oben genannte Wert von 98% dürfte hierbei keineswegs das erreichbare Maximum darstellen. Nach Angaben in der Literatur[1]) sowie nach mündlichen Mitteilungen an den Verfasser liegt es bei richtiger Wahl der Arbeitsbedingungen durchaus im Bereich der Möglichkeit, die Verunreinigungen quantitativ auszuscheiden.

Im scheinbaren Gegensatz zu vorstehendem Ergebnis erwähnt Durrer[2]) die Brauchbarkeit von Wechselstrom im besonderen zur Ausscheidung von Teerdämpfen aus Koksofengasen, ein Verfahren, wodurch vor allem die elektrische Einrichtung „wesentlich vereinfacht" würde. Wenn man in Detroit für die Ausscheidung von Teerdämpfen Wechselstrom wählte, so scheint hier die bisherige Unmöglichkeit maßgebend gewesen zu sein, den bei Gleichstrom sich auf der Niederschlagselektrode absetzenden Teer auf einfache Weise zu beseitigen, ohne daß eine Störung oder Unterbrechung des Betriebes eintritt. Es würde ja der niedergeschlagene Teer auf der Elektrode eine mehr oder minder starke Schicht bilden, die infolge der höheren Dielektrizitätskonstante des Teers gegenüber der des Gases das Feld so schwächen würde, daß man zur Wiederherbeiführung einer guten Abscheidung die Spannung erhöhen müßte. Man würde dann hierbei leicht in den labilen Entladungsbereich kommen. Da es aber ausgeschlossen ist, daß der Teer auf der ganzen Fläche der Niederschlagselektrode sich in gleicher Stärke absetzt, so wird an den Stellen der dünnsten Teerschicht die disruptive Entladung in Form von Funkenbildung auftreten, die zur Unterbrechung des Ausscheideprozesses führt. Würde man demnach ein Mittel finden, den auf der Niederschlagselektrode sich absetzenden Teer auf einfache Weise fortzuschaffen, so würde der Verwendung von an sich wirksamerem Gleichstrom nichts mehr im Wege stehen, da die elektrische Einrichtung bei Gleichstrom gegenüber Wechselstrom nur durch Einschalten eines Hochspannungsgleichrichters erweitert würde, wogegen der besondere Teerabscheider in Wegfall käme.

[1]) W. H. Howard, „Electrical Fume Precipitation at Garfield". Bull. Am. Inst. Min. Eng. 1914 August. Vgl. Durrer, „Stahl u. Eisen" 1919, Nr. 49, S. 1516.

[2]) R. Durrer, „Elektrische Ausscheidung von festen und flüssigen Teilchen aus Gasen". „Stahl u. Eisen" 1919, Nr. 50, S. 1550.

Zum Gleichrichten des hochgespannten Wechselstroms verwendet man bei der elektrischen Gasreinigung bisher fast allgemein einen umlaufenden Nadelschalter, der bei Anschluß an ein Wechselstromnetz mit einem Synchronmotor, bei Anschluß an ein Gleichstromnetz mit dem ohnehin erforderlichen Wechselstromgenerator gekuppelt wird. Diese Vorrichtung wird in der Röntgentechnik seit langem verwendet und ist bereits im Jahre 1904 bekannt geworden.[1])

Fast gar nicht wurde bisher für das Gebiet der elektrischen Gasreinigung die Glühkathodenröhre als Gleichrichter verwendet, die in der Röntgentechnik sich als ausgezeichnetes Elektronenventil bewährt hat. Norden[2]) berichtet über einen Glühkathodengleichrichter der A. E. G., der im allgemeinen der Coolidgeröhre nachgebildet ist. Bis zum Zeitpunkt der Berichterstattung durch Norden baute die A. E. G. zwei Typen, eine für 30 Milliampere bis 100 KV Spannung, die zweite für 100 Milliampere bis 60 KV, also für eine Leistung von 3 bzw. 6 KW. Der wesentliche Unterschied des Hochspannungsgleichrichters gegenüber der Coolidgeröhre, bei der für die Raumladung zwischen den Elektroden eine Spannung von mehreren 1000 Volt erforderlich ist, besteht in der geringen, fast unveränderlichen Raumladungsspannung von nur ungefähr 200 Volt, so daß bei einer angelegten Spannung von 100 KV sich der als sehr gut zu nennende Wirkungsgrad von 99,8% ergibt. Nach oberflächlicher Schätzung dürfte ein Glühkathodengleichrichter je nach der Type für eine Gasmenge von 20 bis 30000 cbm stdl. ausreichen. Für größere Gasmengen müßte man eine entsprechende Anzahl Gleichrichter nebeneinander schalten. Im übrigen steht zu erwarten, daß von den einschlägigen Firmen Typen größerer Leistung auf den Markt gebracht werden, sofern nur ein entsprechendes Absatzfeld, wie die elektrische Gasreinigung es in absehbarer Zeit darstellen dürfte, vorhanden und vorher der Beweis erbracht ist, daß der Vorteil ihres hohen Wirkungsgrades nicht durch die Betriebsunsicherheit, bedingt durch die leichte Zerbrechlichkeit des Glasgefäßes und die Möglichkeit des Zerstäubens der Glühfäden bei Durchschlägen mehr als ausgeglichen ist.

Das Ergebnis der bisherigen Darlegungen sei kurz dahin zusammengefaßt, daß die geeignetste Grundform für die Elerktoden durch zwei koaxiale, zylindrische Feldträger gegeben ist, und daß vorteilhaft Gleichstrom bei Anschluß des negativen Pols an die Ausströmerelektrode zur Anwendung kommt.

[1]) Fr. J. Koch, „Über eine Einrichtung zur Erzeugung hochgespannten Gleichstroms im Anschluß an eine Wechsel- oder Gleichstromquelle". Ann. der Physik, Vierte Folge **14**, 1904, S. 547 ff.

[2]) Norden, „Die Technik der Kathodenstrahlen". E.T.Z. 1916, Nr. 47, S. 642.

Den Reinigungsvorgang bei der elektrischen Gasreinigung an sich kann man in zwei Einzelmaßnahmen zerlegen.

1. Der Abscheidevorgang, d. h. das Ausscheiden der in den Gasen suspendierten Teilchen aus dem Gasstrome unter der Wirkung des elektrischen Feldes und die Ablagerung dieser Teilchen auf den Elektroden, insbesondere auf der Niederschlagselektrode.

2. Der Abreinigungsvorgang, d. h. das Entfernen der niedergeschlagenen Verunreinigungen von den Elektroden und ihre Beseitigung aus den vom Gase durchströmten Apparateteilen.

Der Gegenstand dieses zweiten Punktes soll hier nicht weiter behandelt werden. Der Verfasser behält sich jedoch vor, auf diesen Vorgang in einer besonderen Arbeit später zurückzukommen, sobald die hierfür in Frage kommenden Momente eine weitere Klärung gefunden haben.

Hinsichtlich des Abscheidevorganges kann gesagt werden, daß die Grundbedingungen für die praktische Durchführung nach unseren obigen Darlegungen über die Ausbildung der Elektrodengrundformen und über die mit Vorteil zu verwendende Stromart im großen und ganzen als geklärt gelten dürften. Für die Niederschlagselektrode erscheint durch die Rohrelektrode die günstigste Grundform bereits gegeben zu sein. Dagegen werden die bisher als Induktanten verwendeten Drähte und Ketten mit Rücksicht auf eine einfache Abreinigung noch eine weitere Durchbildung erfahren müssen.

Für den Ausscheidevorgang selbst kommen als treibende Kräfte in Betracht:

a) Der Innenstrom.

b) Der Stoß des neutralen elektrischen Windes.

c) Die unmittelbare Einwirkung des elektrischen Feldes auf die mitgeführten Teilchen.

a) Die mit dem Gasstrom in das elektrische Feld getragenen Verunreinigungen werden in ganz verschiedener Weise vom Ionenstrom beeinflußt. Hierbei spielt ihre räumliche Ausdehnung in erster Linie eine große Rolle. Die feinen und feinsten Teilchen, etwa unterhalb der Größe mit dem Radius 10^{-3} cm, unterliegen in der gleichen Weise wie die Gasmoleküle selbst der Ionisation. Sie werden sich mit den vorhandenen Elektronen, Ionen und Molionen zu größeren Aggregaten vereinigen, die unter Berücksichtigung ihrer größeren Masse im übrigen den Gasionen gleichartige Bewegungen ausführen. Für diese Teilchen ist es an sich belanglos, ob sie leitend sind oder nicht. Auf die gröberen Verunreinigungen hat der Ionenstrom unmittelbar keinen Einfluß. Bei ihnen muß man unterscheiden zwischen leitenden und nicht leitenden Partikelchen. Sind die Verunreinigungen des Gases leitender Natur, so erhöhen sie die Stärke des Ionenstroms, da die Dielektrizitätskonstante des Gases durch sie vermindert wird. Da aber der Ionenstrom, wenn eine Funkenbildung nicht auftreten soll, eine gewisse Größe nicht überschreiten darf, so führt die Gegenwart von leitenden Teilchen im Gase zu einer Herabsetzung der Spannung gegenüber nicht leitenden Teilchen. Wir kommen so mit Rücksicht auf die höhere Dielektrizitätskonstante des Gases bei Gegenwart von nichtleitenden Teilchen und die dadurch bedingte höhere Arbeitsspannung und infolgedessen größere Geschwindigkeit der Ionen zu dem Ergebnis, daß bei gleicher Stärke des Ionenstroms dann die größte Ausscheidung erfolgt, wenn die Verunreinigungen des Gases nichtleitender Natur sind.

b) Der Stoß des neutralen elektrischen Windes. Wie bereits oben erwähnt wurde, tritt der elektrische Wind bei der Koronaentladung nicht in so starkem Maße auf wie bei der Spitzenentladung, wogegen der Ionenstrom bei der ersteren stärker ist. Durch die Bewegung der Gasionen, der Komplexe und Aggregate, die sich in der Hauptsache von der Ausströmerelektrode fortbewegen, werden auch die benachbarten Gasteilchen, soweit sie nicht ionisiert sind, mitgerissen, wodurch eben der elektrische Wind entsteht, der die im Gasstrom schwebenden Teilchen nach der Niederschlagselektrode treibt. Seine Größe ist unmittelbar abhängig von der Höhe der Geschwindigkeit der Gasionen. Bei nichtleitenden Teilchen wird daher auch der elektrische Wind, mittelbar infolge der höheren Spannung, eine größere Ausscheidung als bei leitenden bewirken.

c) Die unmittelbare Einwirkung des elektrischen Feldes auf die suspendierten Teilchen. Bringt man ein leitendes Teilchen größerer Abmessung in das elektrische Feld, so wird es polarisiert, d. h. die Elektrizität des Teilchens verschiebt sich auf ihm so, daß die der Ausströmerelektrode gleichnamige Elektrizität (erster Art) auf der dieser Elektrode abgewandten Seite, die ungleichnamige Elektrizität (Elektrizität zweiter Art) auf der dieser Elektrode zugekehrten Seite des Teilchens sich aufspeichert. Es wird dann zwischen der Elektrizität zweiter Art und der Ausströmerelektrode eine anziehende, zwischen der Elektrizität erster Art und dem Ausströmer eine abstoßende Kraft wirken. Die resultierende Kraft wird infolge der etwas geringeren Entfernung der Elektrizität zweiter Art von der Elektrode eine anziehende sein, so daß das Teilchen sich nach der Ausströmerelektrode hin bewegen würde, sofern nicht der elektrische Wind entgegenwirkt oder bei negativer Ausströmerelektrode durch freie Elektronen eine Neutralisierung der Elektrizität zweiter Art erfolgt. Jedenfalls tritt bei leitenden Teilchen größerer Abmessung, abgesehen von der Wirkung der größeren Masse an sich, infolge der direkten Einwirkung des Feldes auf die Teilchen eine Ver-

zögerung in ihrer Bewegung nach der Niederschlagselektrode ein. Nichtleitende Teilchen größerer Abmessung werden anfänglich vom Felde direkt nicht beeinflußt, weil ein Verschieben der Elektrizität im Sinne der Polarisation nicht eintritt. Eine direkte Einwirkung tritt erst dann auf, wenn die Teilchen durch Elektronen — negative Ausströmerelektrode vorausgesetzt — mit Elektrizität erster Art geladen sind. Zuerst wird die der Ausströmerelektrode zugekehrte Seite im nächsten Punkte geladen. Es tritt dann eine abstoßende Kraft auf, die das Teilchen von der Elektrode fortdrängt, wobei es, da die Kraft in den seltensten Fällen durch den Schwerpunkt geht, gleichzeitig sich zu drehen beginnt. Es werden so weitere Flächenteilchen der Elektrode zugewandt, die dann ihrerseits eine Aufladung von der Elektrode erhalten. Mit steigender Ladung wird das Teilchen so in wachsendem Maße abgestoßen, und nach der Niederschlagselektrode getrieben, soweit nicht die Vergrößerung der Entfernung bis zur Ausströmerelektrode einen Ausgleich schafft. Die feinen und feinsten Teilchen, soweit sie mit Elektronen oder Gasionen Aggregate bilden, unterliegen der direkten Einwirkung des elektrischen Feldes in der gleichen Weise wie die Gasionen selbst.

Entgegen den vielverbreiteten Ansichten, die elektrische Gasreinigung eigne sich nicht zur Feinreinigung, oder sie sei wirksamer bei leitenden Verunreinigungen, folgt aus vorstehenden Darlegungen über die Ausscheidung gerade das Gegenteil. Demgemäß kann gesagt werden — naturgemäß bei richtiger Wahl der Arbeitsbedingungen — daß die elektrische Gasreinigung ein vorzügliches Mittel zur Feinreinigung darstellt, und daß sie sich mit Vorteil auch bei nichtleitenden Verunreinigungen anwenden läßt, allerdings unter der Voraussetzung, daß es gelingt, den sich auf den Elektroden absetzenden Staub so zu entfernen, daß er seinerseits nicht zur Ursache von Störungen im Ausscheidevorgang wird. Wie bereits oben erwähnt, soll der Abreinigungsvorgang im besonderen Gegenstand einer späteren Abhandlung werden.

Der Ansicht Durrers[1]) über die Aussichten des elektrischen Gasreinigungsverfahrens für die Zukunft schließt sich der Verfasser voll und ganz an, zumal er heute schon sagen kann, daß bei großen Anlagen, wie sie z B bei Hochofengichtgasreinigungen in Frage kommen, die Betriebskosten, was ja das Wichtigste ist, sich auf ungefähr die Hälfte der bei den heute gebräuchlichen Naß- und Trockenreinigungen stellen bei höchstens gleichem Anlagekapital. Es besteht daher zu erwarten, daß nach seiner Durchbildung das elektrische Gasreinigungsverfahren nicht nur bei Neuanlagen zur Anwendung kommen wird, sondern daß auch manche veraltete Anlage dem neuen Verfahren wird weichen müssen, wobei die für manche Werke so wichtige Platzfrage infolge des geringen Grundflächenbedarfs eine günstige Lösung erfährt.

[1]) „Stahl u. Eisen" 1919, Nr. 50, S. 1553.

(Eingegangen am 4. Februar 1921.)

Originalmitteilungen.

Beiträge zur ebenen Elastizitätstheorie.

Von Karl Wolf in Wien.

Angesichts der ziemlich bedeutenden mathematischen Schwierigkeiten, welche die strenge Lösung von Aufgaben der Elastizitätstheorie bietet, ist es sehr erwünscht, daß viele derselben mit genügender Allgemeinheit als ebene Probleme behandelt werden können, daß man bei ihnen den Spannungszustand in erster Linie als von zwei ebenen Koordinaten abhängig ansehen kann. In diesem Falle lassen sich bekanntlich die drei Komponenten des Spannungstensors bei Abwesenheit von Massenkräften durch die Ableitungen einer einzigen Potentialfunktion F, der sogenannten Airyschen Spannungsfunktion, darstellen, die einer partiellen Differentialgleichung vierter Ordnung von der Form $\nabla^2 \nabla^2 F = 0$ genügt, wobei $\nabla^2 \nabla^2$ die zweimalige Anwendung des La Placeschen Operators, in cartesischen Koordinaten

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2},$$

bedeutet. Seit Einführung dieser biharmonischen Funktion durch Airy in die Elastizitätstheorie — Airy selbst verwendete sie übrigens nur zur Darstellung der Spannungskomponenten, ohne ihre Differentialgleichung aufzustellen — wurde sie häufig bei der Lösung elastischer Probleme benutzt. In umfassender Weise geschah dies besonders durch Mitchell, eine Zusammenstellung einer großen Anzahl partikulärer Lösungen findet sich in der Inauguraldissertation von Timpe[1]); von rein mathematischem Standpunkt wurde obige Differentialgleichung besonders von italienischen Mathematikern wie Volterra und anderen behandelt, die Methode der Integralgleichungen hat Haar auf sie angewendet. Einen ganz allgemeinen

[1]) Timpe, Zeitschr. f. Math. u. Phys. 1905, S. 364 ff.

Ansatz für den Kreisring, der am inneren Rande spannungsfrei ist, gab K. Wieghardt[1]), ebenso gelang es diesem auch, durch die Auflösung unendlicher linearer Gleichungssysteme, die elastische Randwertaufgabe für das Rechteck unter den allgemeinsten Randbedingungen zu lösen, eine Untersuchung, die aber noch nicht veröffentlicht ist.

Nur für krummlinige Begrenzungen, die etwa durch Kurven zweiter Ordnung, den Kreis ausgenommen, oder durch transzendente Kurven gegeben sind, finden sich in der Literatur noch verhältnismäßig wenige Lösungen vor, wenn man von einer einfachen Lösung für die eingespannte elliptische Platte — die Durchbiegung einer solchen genügt ja einer Differentialgleichung von derselben Gestalt — und von einer Lösung für logarithmische Spiralen absieht[2]), die Fillunger bei der Theorie der Spannungen in einem Zughaken in Angriff genommen und nach einer Bemerkung von K. Wieghardt dann ausgeführt hat. Es läßt sich nun leicht zeigen, daß man nur mit Hilfe von Quadraturen Lösungen der in Frage stehenden Differentialgleichung aufstellen kann, die noch eine willkürliche harmonische Funktion enthalten und die außerdem einen Rand spannungsfrei lassen, der nur der Bedingung unterliegt, daß er sich durch konforme Abbildung in eine Gerade $u =$ konst bzw. $v =$ konst der uv-Ebene überführen läßt. Die Willkür der beiden harmonischen Funktionen kann man dann noch ausnutzen, um weitere Bedingungen im Unendlichen oder an einem anderen Rande zu befriedigen. Und daß dies sehr gut möglich ist, soll an einigen Beispielen, die praktische Bedeutung haben, veranschaulicht werden, wobei die angedeutete Methode Darstellung im einzelnen erfahren wird.

I. Einfluß eines elliptischen Loches bzw. eines Spaltes auf einen einachsigen Spannungszustand.

Den Gegenstand zahlreicher, hauptsächlich experimenteller Arbeiten bildet wegen ihrer praktischen Wichtigkeit die Frage nach dem Einfluß, den Höhlungen bzw. Löcher auf den Spannungszustand in einem homogenen Materiale haben. Sowohl in Deutschland als auch in England hat man sich eingehend mit der Ermittlung der Spannungsverteilung in gelochten und gekerbten Zugstäben und gelochten und genieteten Blechen beschäftigt. Von deutscher Seite wären hier die Arbeiten von Leon und Willheim, A. Basch und E. Preuß[1]), von englischer die von Wilson, E. G. Coker und Suyehiro[2]) zu nennen.

Eine mathematisch strenge Lösung dieser Aufgabe bei einem ebenen Spannungszustande ist bis jetzt nur für das kreisförmige Loch gegeben worden, und zwar schon im Jahre 1898 durch G. Kirsch.[3]) Von A. Föppl wurde sie in allgemeinerer Form abgeleitet und erweitert.[4]) Man erhält für den Fall, daß im Unendlichen, d. h. in genügend großer Entfernung von dem Loche, eine allseitig gleiche Spannung p nach Art eines Flüssigkeitsdruckes herrscht, das Resultat, daß an dem Rande des Loches die Normalspannung senkrecht zum Halbmesser auf das Doppelte $2p$ wächst. Ist ferner in entsprechender Entfernung von der Öffnung ein einachsiger konstanter Zug oder Druck vom Betrage p vorhanden, so ist der größte Wert der Normalspannung am Lochrande $3p$, also dreimal so groß, und zwar tritt er an den Enden jenes Durchmessers auf, der senkrecht zur Richtung der Spannung liegt.

Mit der oben erwähnten Methode kann man nun ohne weiteres dieses Problem auch für den praktisch wichtigen Fall lösen, daß wir ein elliptisches Loch bzw. beim Grenzübergang einen Spalt in dem homogenen Material vor uns haben.

Führen wir zu diesem Zwecke elliptische, orthogonale Koordinaten durch die konforme Abbildung $x + iy = \cos(u + iv)$ ein, so ist

$$x = \cos u \operatorname{Cof} v, \quad y = -\sin u \operatorname{Sin} v. \quad (1)$$

[1]) K. Wieghardt, Über einige wirklich durchführbare Ansätze von Berechnung von Spannungszuständen des elastischen Kreisringes. Wiener Ber., Math.-naturw. Klasse, Abt. IIa, 124. Bd., 10 H., 1915.

[2]) Fillunger, Ein Beitrag zur Lösung des Hakenproblems. Auf Grund einer Bemerkung von K. Wieghardt. Wiener Ber. 124. Bd., 1915. Vgl. auch G. Kolossoff, Über einige Eigenschaften des ebenen Problems der Elastizitätstheorie, Zeitschr. f. Math. u. Physik. 1914. Wie ich nachträglich gefunden, behandelt er darin auch elliptische Berandungen und gibt auch eine Lösung für das zweite im ersten Abschnitt hier behandelte Problem, aber ohne Diskussion und nur für den Spezialfall, daß die große Achse des Loches in die Richtung der Spannung fällt.

[1]) F. Willheim und A. Leon, Über die Verteilung der Spannungen im Innern von elastischen Körpern. Österr. Wochenschr. f. d. öff. Baudienst, 1913; Über das elastische Gleichgewicht von zylindrischen Ringen usw. Zeitschr. f. Math. u. Phys. 1915; Über die Spannungsverteilung in gelochten und gekerbten Zugstäben. Mitteilungen des k. k. Techn. Versuchamtes Wien, 1914. — A. Leon und F. Willheim, Über die Spannungsstörungen, die in elastischen Körpern durch Höhlungen, Inhomogenitäten und eingeschlossene Flüssigkeiten bewirkt werden. Zeitschr. f. Arch. und Ing.-Wesen, 1915. — A. Leon und Zidlicky, Die Ausnutzung des Materials in gelochten Blechen. Zeitschr. d. Ver. deutscher Ing. 1915. — A. Basch, Über den Einfluß lokaler Inhomogenitäten auf den Spannungszustand in elastischen Körpern. Zeitschr. f. Arch. und Ing.-Wesen, 1909. — E. Preuß, Versuche über die Spannungsverteilung in gelochten Zugstäben. Zeitschr. d. Ver. deutscher Ing. 1912; Versuche über die Spannungsverteilung in gekerbten Zugstäben. Ebenda, 1913.

[2]) E. G. Coker, Photo-elastic determination of stress. Engineering, April 1911. — Wilson, Engineering, Sept. 1913. — K. Suyehiro, The distribution of stress in plates having discontinuities. Engineering, Sept. 1911.

[3]) Gustav Kirsch, Die Theorie der Elastizität und die Bedürfnisse der Festigkeitslehre. Zeitschr. d. Ver. deutscher Ing. 1898. Vgl. dazu die Bemerkung zur Abhandlung von G. Kolossoff.

[4]) A. Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik. 5. Bd. 1907, S. 352. Vgl. auch Zwang und Drang, I. Bd.

Die xy-Ebene wird auf einen Halbstreifen der uv-Ebene zwischen

$$u = +\pi \text{ und } u = -\pi, \quad v = 0 \text{ und } v = \infty$$

abgebildet, und zwar entspricht konstanten Werten von v eine Schar konfokaler Ellipsen mit den Brennpunkten $x = \pm 1$, $y = 0$ und der Gleichung $\frac{x^2}{\mathfrak{Cof}^2 v} + \frac{y^2}{\mathfrak{Sin}^2 v} = 1$ und konstanten Werten von u eine die Ellipsen rechtwinklig schneidende Schar konfokaler Hyperbeln mit denselben Brennpunkten und der Gleichung $\frac{x^2}{\cos^2 u} - \frac{y^2}{\sin^2 u} = 1$ (vgl. Fig. 1). Ferner hat in diesen Koordinaten $\nabla^2 F = \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2}$ die Form:

$$\nabla^2 F = \frac{2}{\mathfrak{Cof}\, 2v - \cos 2u}\left(\frac{\partial^2 F}{\partial u^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial v^2}\right)$$

und die Spannungskomponenten sind

$$\left.\begin{aligned}
\sigma_u &= \frac{2}{(\mathfrak{Cof}\, 2v - \cos 2u)^2} \cdot \\
&\quad \cdot \left[\sin 2u \frac{\partial F}{\partial u} - \mathfrak{Sin}\, 2v \frac{\partial F}{\partial v} \right. \\
&\quad \left. + (\mathfrak{Cof}\, 2v - \cos 2u)\frac{\partial^2 F}{\partial v^2}\right], \\
\sigma_v &= \frac{2}{(\mathfrak{Cof}\, 2v - \cos 2u)^2} \cdot \\
&\quad \cdot \left[-\sin 2u \frac{\partial F}{\partial u} + \mathfrak{Sin}\, 2v \frac{\partial F}{\partial v} \right. \\
&\quad \left. + (\mathfrak{Cof}\, 2v - \cos 2u)\frac{\partial^2 F}{\partial u^2}\right], \\
\tau_{uv} &= \frac{2}{(\mathfrak{Cof}\, 2v - \cos 2u)^2} \cdot \\
&\quad \cdot \left[\sin 2u \frac{\partial F}{\partial v} + \mathfrak{Sin}\, 2v \frac{\partial F}{\partial u} \right. \\
&\quad \left. - (\mathfrak{Cof}\, 2v - \cos 2u)\frac{\partial^2 F}{\partial u\, \partial v}\right].
\end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

σ_u, σ_v und τ_{uv} haben die gewöhnliche Bedeutung. σ_u ist die Normalspannung auf die Flächen u = konst in der Richtung wachsender u, σ_v die auf die Flächen v = konst, τ_{uv} die entsprechende Schubspannung; F ist die Airysche Spannungsfunktion.

Bei der Integration der Differentialgleichung $\nabla^2\nabla^2 F = 0$ wollen wir vor allem den Umstand benutzen, daß $\nabla^2 F$, das ja auch die Summe der beiden Normalspannungen σ_u und σ_v darstellt, eine harmonische Funktion sein muß. Führt man zu diesem Zwecke komplexe Veränderliche ein:

$$\xi = u + i(v - a), \quad \eta = u - i(v - a)$$

— a sei dabei eine positive reelle Größe —, so haben wir

$$\mathfrak{Cof}\, 2v - \cos 2u = 2 \sin(\xi + ia)\sin(\eta - ia)$$

und

$$\frac{\partial F}{\partial u} = \frac{\partial F}{\partial \xi} + \frac{\partial F}{\partial \eta},$$

$$\frac{\partial F}{\partial v} = i\left(\frac{\partial F}{\partial \xi} - \frac{\partial F}{\partial \eta}\right),$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial u^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial v^2} = 4\frac{\partial^2 F}{\partial \xi\, \partial \eta},$$

also

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \xi\, \partial \eta} = \tfrac{1}{4}\sin(\xi + ia)\sin(\eta - ia)\nabla^2 F.$$

Eine harmonische Funktion von u und v läßt sich bekanntlich durch die Summe zweier beliebiger Funktionen von $u + iv$ und $u - iv$ und somit auch

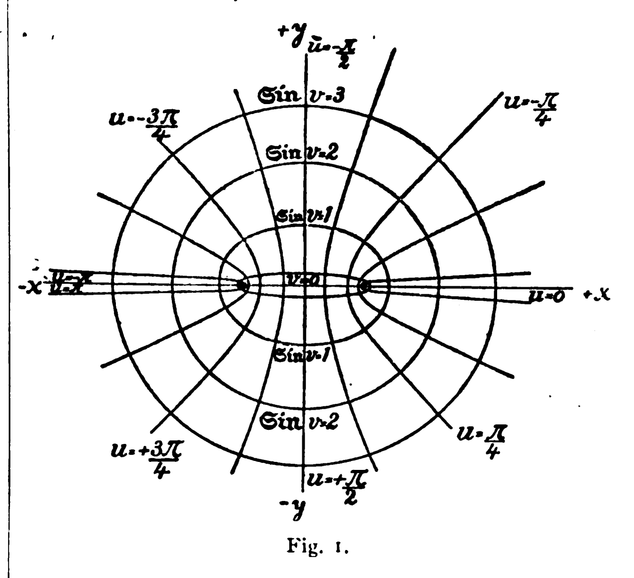


Fig. 1.

von ξ und η darstellen; wir können daher schreiben:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \xi\, \partial \eta} = \tfrac{1}{4}\sin(\xi + ia)\sin(\eta - ia)\left[f(\xi) + g(\eta)\right], \qquad (3)$$

wo f und g zwei willkürliche Funktionen sind. Die Bedingungen für die Spannungsfreiheit eines Randes, etwa der Ellipse $v = a$ mit der großen Halbachse $\mathfrak{Cof}\, a$ und der kleinen $\mathfrak{Sin}\, a$, lassen sich, wie bekannt, in der Form ansetzen: es müssen an diesem Rande F und die Ableitung nach der Normalen $\partial F/\partial n$ verschwinden, also in unserem Fall F und $\partial F/\partial v$. Aus den Formeln (2) erkennt man ohne weiteres, daß dann tatsächlich σ_v und τ_{uv} dort gleich Null sind.

Wenn wir nun Gleichung (3) nach ξ und η integrieren und so F berechnen, bekommen wir zwei willkürliche Integrationsfunktionen von ξ und η allein, die wir so wählen können, daß an dem

Rande $v = a$ diese Bedingungen erfüllt sind. Wir haben ja

$$\frac{\partial F}{\partial \xi} = \frac{1}{4}\Big\{-\sin(\xi + ia)\, f(\xi) \cos(\eta - ia) + + \sin(\xi + ia)\int \sin(\eta - ia)\, g(\eta)\, d\eta + \Theta'(\xi)\Big\},$$

$$\frac{\partial F}{\partial \eta} = \frac{1}{4}\Big\{\sin(\eta - ia)\int \sin(\xi + ia)\, f(\xi)\, d\xi - - \cos(\xi + ia)\sin(\eta - ia)\, g(\eta) + \Psi'(\eta)\Big\},$$

$$F = +\frac{1}{4}\Big\{-\cos(\eta - ia)\int \sin(\xi + ia)\, f(\xi)\, d\xi - - \cos(\xi + ia)\int \sin(\eta - ia)\, g(\eta)\, d\eta + \Theta(\xi) + \Psi(\eta)\Big\}.$$

Für $v = a$ wird nun $\xi = \eta = u$; setzt man dies in die Ausdrücke

$$F = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial F}{\partial v} = i\left(\frac{\partial F}{\partial \xi} - \frac{\partial F}{\partial \eta}\right) = 0$$

ein, so erhält man eine Gleichung für $\Theta(u) + \Psi(u)$ und eine für $\Theta'(u) - \Psi'(u)$, aus denen man $\Theta(u)$ und $\Psi(u)$ und damit auch $\Theta(\xi)$ und $\Psi(\eta)$ ohne Schwierigkeit durch Ausführung von Quadraturen berechnen kann. Wir erhalten also auf diese Weise bei noch ganz beliebigem $f(\xi)$ und $g(\eta)$ Lösungen unserer Differentialgleichung, die den Ellipsenrand $v = a$ spannungsfrei lassen. Dieses Verfahren läßt sich natürlich ganz analog auf jedes durch konforme Abbildung erhaltene System krummliniger Orthogonalkoordinaten ausdehnen.

Die Willkürlichkeit dieser beiden Funktionen wollen wir dazu benutzen, um die Bedingungen im Unendlichen entsprechend der gestellten Aufgabe auf gleiche Weise wie beim kreisrunden Loche zu befriedigen. Da sowohl bei einem konstanten einachsigen Zug oder Druck als auch bei einer konstanten Spannung nach Art eines Flüssigkeitsdruckes im Unendlichen die Summe der beiden Normalspannungen dort konstant sein muß, so werden wir solche harmonischen Funktionen für $\nabla^2 F$ zunächst versuchsweise einführen, die dieser Bedingung genügen. Im folgenden sind für drei derartige Ansätze von $\nabla^2 F$ die auf diesem Wege ermittelten Ausdrücke für F und die Spannungskomponenten angeschrieben:

$$\nabla^2 F = c_1,$$

$$F = \frac{c_1}{4}\big[\cos(\xi + ia)\cos(\eta - ia) + \tfrac{1}{2}\sin^2\xi + \xi \sin ia \cos ia - \cos^2 ia + \tfrac{1}{2}\sin^2\eta - \eta \sin ia \cos ia\big],$$

oder wenn man das Imaginäre, das nur formell in diesem Ausdrucke vorkommt, wegschafft:

$$F = \frac{c_1}{4}\big[\cos^2 u + \mathfrak{Sin}^2 v + \tfrac{1}{2}\{1 - \cos^2 u\, \mathfrak{Cos}\, 2(v-a) - \mathfrak{Cos}^2 a - (v-a)\,\mathfrak{Sin}\, 2a\}\big],$$

$$\sigma_u = \frac{c_1}{(\mathfrak{Cos}\, 2v - \cos 2u)^2} \cdot \Big[-\frac{\sin^2 2u}{2}\{1 - \mathfrak{Cos}\, 2(v-a)\} - \frac{\mathfrak{Sin}^2 v}{2}\{\mathfrak{Sin}\, 2v - \mathfrak{Sin}\, 2a - \cos 2u\, \mathfrak{Sin}\, 2(v-a)\} + (\mathfrak{Cos}\, 2v - \cos 2u) \cdot \{\mathfrak{Cos}\, 2v - \cos 2u\, \mathfrak{Cos}\, 2(v-a)\}\Big],$$

$$\sigma_v = \frac{c_1}{(\mathfrak{Cos}\, 2v - \cos 2u)^2} \cdot \Big[\frac{\sin^2 2u}{2}\{1 - \mathfrak{Cos}\, 2(v-a)\} + \frac{\mathfrak{Sin}^2 v}{2}\{\mathfrak{Sin}\, 2v - \mathfrak{Sin}\, 2a - \cos 2u\, \mathfrak{Sin}\, 2(v-a)\} - (\mathfrak{Cos}\, 2v - \cos 2u) \cdot \cos 2u\{1 - \mathfrak{Cos}\, 2(v-a)\}\Big],$$

$$\tau_{uv} = \frac{c_1}{(\mathfrak{Cos}\, 2v - \cos 2u)^2} \cdot \Big[\frac{\sin 2u}{2}\Big\{\mathfrak{Sin}\, 2v - \mathfrak{Sin}\, 2a - - \cos 2u\, \mathfrak{Sin}\, 2(v-a) - \frac{\mathfrak{Sin}\, 2v \sin 2u}{2}\{1 - \mathfrak{Cos}\, 2(v-a)\}\Big\} - (\mathfrak{Cos}\, 2v - \cos 2u)\sin 2u \cdot \mathfrak{Sin}\, 2(v-a)\Big]. \qquad \text{(I)}$$

Ferner:

$$\Delta^2 F = c_2[\operatorname{cotg}(\xi + ia) - \operatorname{cotg}(\eta - ia)] = \frac{2 c_2 i\, \mathfrak{Sin}\, 2v}{\mathfrak{Cos}\, 2v - \cos 2u},$$

$$F = \frac{c_2}{4}[\sin(\eta - \xi - 2ia) - \cos 2ia\,\xi + \eta \cos 2ia + \sin 2ia] = \frac{ic_2}{4}[\mathfrak{Sin}\, 2v - 2(v-a)\,\mathfrak{Cos}\, 2a - \mathfrak{Sin}\, 2a],$$

$$\sigma_u = \frac{ic_2\, \mathfrak{Sin}\, 2v\,[\mathfrak{Cos}\, 2v - 2\cos 2u + \mathfrak{Cos}\, 2a]}{(\mathfrak{Cos}\, 2v - \cos 2u)^2},$$

$$\sigma_v = \frac{ic_2\, \mathfrak{Sin}\, 2v\,(\mathfrak{Cos}\, 2v - \mathfrak{Cos}\, 2a)}{(\mathfrak{Cos}\, 2v - \cos 2u)^2},$$

$$\tau_{uv} = \frac{ic_2 \sin 2u\,(\mathfrak{Cos}\, 2v - \mathfrak{Cos}\, 2a)}{(\mathfrak{Cos}\, 2v - \cos 2u)^2}; \qquad \text{(II)}$$

und schließlich:

$$\left.\begin{aligned}
\nabla^2 F &= c_3 [\operatorname{cotg}(\xi + ia) + \operatorname{cotg}(\eta - ia)] \\
&= \frac{2 c_3 \sin 2u}{\mathfrak{Cos}\, 2v - \cos 2u}, \\
F &= -\frac{c_3}{4} [\sin(\xi + \eta) - \tfrac{1}{2} \sin 2\xi - \tfrac{1}{2} \sin 2\eta] \\
&= -\frac{c_3}{4} \sin 2u\, [1 - \mathfrak{Cos}\, 2(v-a)], \\
\sigma_u &= \frac{2 c_3 \sin 2u}{(\mathfrak{Cos}\, 2v - \cos 2u)^2} \cdot \\
&\quad \cdot \Big[-\frac{\cos 2u}{2} \{1 - \mathfrak{Cos}\, 2(v-a)\} \\
&\quad - \tfrac{1}{2} \mathfrak{Sin}\, 2v\, \mathfrak{Sin}\, 2(v-a) \\
&\quad + (\mathfrak{Cos}\, 2v - \cos 2u)\, \mathfrak{Cos}\, 2(v-a) \Big], \\
\sigma_v &= \frac{2 c_3 \sin 2u}{(\mathfrak{Cos}\, 2v - \cos 2u)^2} \cdot \\
&\quad \cdot \Big[\frac{\cos 2u}{2} \{1 - \mathfrak{Cos}\, 2(v-a)\} \\
&\quad + \tfrac{1}{2} \mathfrak{Sin}\, 2v\, \mathfrak{Sin}\, 2(v-a) \\
&\quad + (\mathfrak{Cos}\, 2v - \cos 2u) \{1 - \mathfrak{Cos}\, 2(v-a)\} \Big], \\
\tau_{uv} &= \frac{2 c_3}{(\mathfrak{Cos}\, 2v - \cos 2u)^2} \cdot \\
&\quad \cdot \Big[\tfrac{1}{2} \sin^2 u\, \mathfrak{Sin}\, 2(v-a) \\
&\quad - \frac{\mathfrak{Sin}\, 2v}{2} \cos 2u \{1 - \mathfrak{Cos}\, 2(v-a)\} \\
&\quad - (\mathfrak{Cos}\, 2v - \cos 2u) \cos 2u \\
&\quad \cdot \mathfrak{Sin}\, 2(v-a) \Big].
\end{aligned}\right\} \text{(III)}$$

Betrachten wir zunächst die Lösung (II). Für Werte von v, die groß gegen a sind, so daß man $\mathfrak{Cos}\, 2a$ und $\cos 2u$ gegen $\mathfrak{Cos}\, 2v$ vernachlässigen und $\mathfrak{Sin}\, v$ gleich $\mathfrak{Cos}\, v$ setzen kann, wird

$$\sigma_u = \sigma_v = i c_2 = p, \quad \tau_{uv} = 0.$$

Da nun für große Werte von v die Normalspannungen σ_v und σ_u mit den in Polarkoordinaten gewöhnlich mit σ_r und σ_φ bezeichneten zusammenfallen und die Schubspannung τ_{uv} mit der analogen $\tau_{r\varphi}$ — die Ellipsen gehen ja dann in konzentrische Kreise und die Hyperbeln in gerade Linien, in ihre Asymptoten über —, so haben wir in genügender Entfernung von der Ellipse $v = a$ einen allseits gleichen Spannungszustand nach Art eines hydrostatischen Druckes entsprechend den Formeln

$$\sigma_r = \sigma_\varphi = p \quad \text{und} \quad \tau_{r\varphi} = 0$$

vor uns. Der Ansatz (II) gibt uns also direkt die gewünschte Lösung analog dem beim Kreise zuerst erwähnten Fall; wir erhalten den Einfluß dargestellt, den ein elliptisches Loch auf einen derartigen ebenen Spannungszustand hat.

Vor allem interessiert uns der Wert von σ_u am Rande der Öffnung, also für $v = a$. Dort ist

$$(\sigma_u)_{v=a} = \frac{2p\, \mathfrak{Sin}\, 2a}{\mathfrak{Cos}\, 2a - \cos 2u}. \tag{4}$$

Für große Werte von a, für die die Ellipse in einen Kreis übergeht, haben wir $\sigma_u = 2p$ in Übereinstimmung mit dem Ergebnisse beim kreisrunden Loch.

Für die Ellipse hat σ_u den größten Wert für $\cos 2u = +1$, also für $u = 0$ und $u = \pi$, d. i. an den Enden der großen Halbachse, Wir haben dort

$$\sigma_u = 2p \frac{\mathfrak{Cos}\, a}{\mathfrak{Sin}\, a} = 2p \frac{a_1}{b_1}, \tag{5}$$

wenn wir mit a_1 und b_1 die große und die kleine Halbachse bezeichnen. Das Maximum der Spannung ist also im Verhältnis a_1/b_1 größer als beim Kreis. Wir sehen, daß das elliptische Loch eine weit größere Erhöhung der Spannung zur Folge hat als das kreisförmige. Dies tritt noch bedeutend schärfer hervor, wenn wir $a = 0$ setzen, wenn die Ellipse in einen Spalt zwischen den beiden Brennpunkten übergeht. Dann wird σ_u an den Enden des Spaltes unendlich, an den Längsseiten ist es dagegen Null. Das Unendlichwerden der Spannung an diesen Stellen ist aber nicht derartig, daß dort eine Einzelkraft resultiert; denn

$$\int_1^{\varepsilon'} \sigma_u\, dx = \int_0^{\varepsilon} \frac{p\, \mathfrak{Sin}\, 2v}{\mathfrak{Cos}\, 2v - 1} \mathfrak{Sin}\, v\, dv = p \int_0^{\varepsilon} \mathfrak{Cos}\, v\, dv = p\, \mathfrak{Sin}\, \varepsilon$$

und das Integral verschwindet mit ε.

Alle diese Ergebnisse sind sehr plausibel. Daß bei Zug und Druck die Spannungen das gleiche Verhalten zeigen und bei einem Spalt auf dieselbe Weise unendlich werden, während doch bei Zugbeanspruchung die Gefahr des Reißens bei einem Spalt offenbar größer ist als bei allseitigem Druck, liegt darin, daß bei Druck die auftretenden Verschiebungen und das Nachgeben des Materials beim Überschreiten der Elastizitätsgrenze in den Enden des Spaltes die Ränder desselben einander zu nähern suchen, also die Ursache der Spannungserhöhung zu beseitigen trachten, bei Zug aber das Entgegengesetzte eintritt, die Ränder weiter voneinander entfernt werden und der Riß daher die Tendenz hat, sich weiter fortzusetzen.

Aber auch für den interessanteren Fall, daß in genügender Entfernung von dem elliptischen Loch unter irgendeinem Winkel α zur Achse des-

selben eine einachsige konstante Spannung vom Betrage p herrscht, läßt sich mit Hilfe der Lösungen (I), (II) und (III) die Spannungsverteilung ermitteln. In Polarkoordinaten ist ein derartiger Spannungszustand, der den Winkel α mit der Richtung $\varphi = 0$ einschließt, durch die Ausdrücke gegeben:

$$\left.\begin{aligned} \sigma_\varphi &= p \sin^2(\varphi - \alpha), \\ \sigma_r &= p \cos^2(\varphi - \alpha), \\ \tau_{r\varphi} &= -p \sin(\varphi - \alpha)\cos(\varphi - \alpha) \\ \text{oder} \\ \sigma_\varphi &= \frac{p}{2}\left[1 - \cos 2(\varphi - \alpha)\right], \\ \sigma_r &= \frac{p}{2}\left[1 + \cos 2(\varphi - \alpha)\right], \\ \tau_{r\varphi} &= -\frac{p}{2}\sin 2(\varphi - \alpha). \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Für Werte von v, die groß gegen a sind, gehen die Spannungskomponenten in den Lösungen (I) und (III) in die Form über:

$$\left.\begin{aligned} \sigma_u{}^{\mathrm{I}} &= \frac{c_1}{2}\left[1 - \cos 2u(\mathfrak{Cof}\,2a - \mathfrak{Sin}\,2a)\right], \\ \sigma_v{}^{\mathrm{I}} &= \frac{c_1}{2}\left[1 + \cos 2u(\mathfrak{Cof}\,2a - \mathfrak{Sin}\,2a)\right], \\ \tau_{uv}{}^{\mathrm{I}} &= -\frac{c_1}{2}\sin 2u(\mathfrak{Cof}\,2a - \mathfrak{Sin}\,2a) \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

und

$$\left.\begin{aligned} \sigma_u{}^{\mathrm{III}} &= c_3 \sin 2u\,(\mathfrak{Cof}\,2a - \mathfrak{Sin}\,2a), \\ \sigma_v{}^{\mathrm{III}} &= c_3 \sin 2u\,(\mathfrak{Cof}\,2a - \mathfrak{Sin}\,2a), \\ \tau_{uv}{}^{\mathrm{III}} &= -c_3 \cos 2u\,(\mathfrak{Cof}\,2a - \mathfrak{Sin}\,2a). \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Überlagert man nun die Lösungen (I), (II) und (III), so kann man infolgedessen die Konstanten c_1, c_2 und c_3 so wählen, daß die Ausdrücke für die Spannungskomponenten σ_u, σ_v und τ_{uv} die Form der Gleichungen (5) für große Werte von v annehmen. Wir haben dann für die Konstanten die Gleichungen

$$\frac{p}{2} = \frac{c_1}{2} + i c_2,$$

$$\frac{p}{2}\cos 2\alpha = \frac{c_1}{2}(\mathfrak{Cof}\,2a - \mathfrak{Sin}\,2a),$$

$$-\frac{p}{2}\sin 2\alpha = c_3(\mathfrak{Cof}\,2a - \mathfrak{Sin}\,2a);$$

und daraus bekommen wir:

$$\left.\begin{aligned} c_1 &= \frac{p\cos 2\alpha}{\mathfrak{Cof}\,2a - \mathfrak{Sin}\,2a}, \\ c_2 &= -\frac{ip}{2}\left(1 - \frac{\cos 2\alpha}{\mathfrak{Cof}\,2a - \mathfrak{Sin}\,2a}\right), \\ c_3 &= -\frac{p\sin 2\alpha}{2(\mathfrak{Cof}\,2a - \mathfrak{Sin}\,2a)}. \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

Setzen wir diese Werte für die Konstanten in den Formeln (I), (II), (III) ein und addieren die Ausdrücke für die Spannungskomponenten, so erhalten wir die gewünschte Lösung.

Wir wollen wieder den Wert von σ_u für $v = a$, d. i. am Rande des Loches, eingehender betrachten:

$$\left.\begin{aligned} (\sigma_u)_{v=a} = p\Bigg[&\frac{\cos 2\alpha}{\mathfrak{Cof}\,2a - \mathfrak{Sin}\,2a} \\ &+ \frac{1}{\mathfrak{Cof}\,2a - \cos 2u}\Bigg(\mathfrak{Sin}\,2a \\ &- \frac{\mathfrak{Sin}\,2a\cos 2\alpha + \sin 2u \sin 2\alpha}{\mathfrak{Cof}\,2a - \mathfrak{Sin}\,2a}\Bigg)\Bigg]. \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

Für spezielle Werte von α und a, nämlich für $\alpha = \frac{\pi}{4}$ und $a = \frac{1}{2}$ — die große Achse der Ellipse schließt also einen Winkel von 45^0 mit

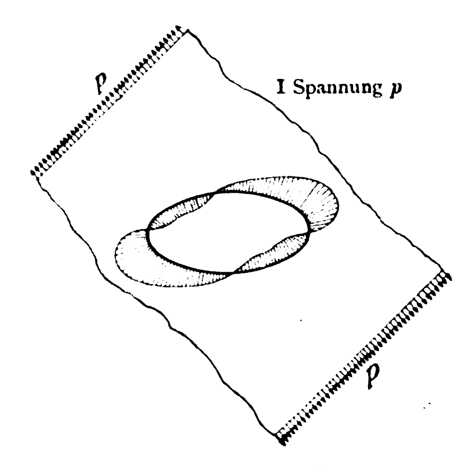


Fig. 2. Verlauf von σ_u für $v = a$.

der Richtung der Spannung im Unendlichen ein, die Halbachsen sind

$$a_1 = \mathfrak{Cof}\,\tfrac{1}{2} = 1{,}123,$$
$$b_1 = \mathfrak{Sin}\,\tfrac{1}{2} = 0{,}521$$

— nimmt (9) die Form an:

$$\sigma_u = \frac{p}{1{,}5431 - \cos 2u}(1{,}1752 - 2{,}7139 \sin 2u).$$

Die diesem Ausdruck entsprechenden Spannungen sind in Fig. 2 senkrecht zum Rande des elliptischen Loches eingezeichnet, und zwar die mit der Spannung im Unendlichen gleich bezeichneten nach außen, die entgegengesetzt bezeichneten nach innen. σ_u erreicht den größten Betrag $3{,}77\,p$ für $u = -18^0$ und 162^0 in der Nähe der Endpunkte des zu der Richtung dieser Spannung konjugierten Durchmessers, es verschwindet für $u = 12^0 50'$ und $-167^0 10'$ und ist in der Gegend der Endpunkte des zur Spannung parallelen Durchmessers ungefähr gleich $-p$.

Wenn $a = 0$ wird, geht das elliptische Loch in einen Spalt über, der unter dem Winkel α gegen die Richtung der Spannung im Unendlichen geneigt ist. Dann haben wir mit Ausnahme der Werte $u = 0$ und $u = \pi$ für σ_u den Ausdruck:

$$\sigma_u = p(\cos 2\alpha - \operatorname{cotg} u \sin 2\alpha). \qquad (10)$$

Für $u = \alpha$ und $u = -\pi + \alpha$ ist dieser Ausdruck gleich $-p$. Setzt man etwa wie früher $\alpha = \frac{\pi}{4}$, so ist $\sigma_u = -p \operatorname{cotg} u$. Um auch die Werte von σ_u für $u = 0$ und $u = \pi$ zu erhalten, müssen wir zuerst in (9) $u = 0$ werden lassen und dann erst zur Grenze $a = 0$ übergehen. Wir bekommen so zunächst

$$\left.\begin{aligned} \sigma_u = p\Bigg[&\frac{\cos 2\alpha}{\operatorname{Cos} 2a - \operatorname{Sin} 2a} \\ &+ \frac{\operatorname{Cos} a}{\operatorname{Sin} a}\left(1 - \frac{\cos 2\alpha}{\operatorname{Cos} 2a - \operatorname{Sin} 2a}\right)\Bigg] \\ = p[&-\cos 2\alpha(1 + \operatorname{Cotg} a) + \operatorname{Cotg} a] \end{aligned}\right\} (11)$$

und für $a = 0$ wird dies $+p\infty$, wenn α nicht gleich Null oder π ist. Das Unendlichwerden der Spannung an den Enden des Risses ist dabei von derselben Art wie in dem schon besprochenen Falle, es resultiert keine Einzelkraft. Ist $\alpha = 0$ bzw. π, so wird dagegen dort $\sigma_u = -p$.

Zum Schlusse wollen wir noch für die beiden Fälle, $\alpha = 0$ und $\alpha = \frac{\pi}{2}$, das Resultat näher diskutieren. Für $\alpha = 0$, wenn also die große Halbachse in die Richtung der Spannung p fällt, nimmt (9) die Gestalt an:

$$\left.\begin{aligned} (\sigma_u)_{v=a} = p\Bigg[&\frac{1}{\operatorname{Cos} 2a - \operatorname{Sin} 2a} \\ &+ \frac{\operatorname{Sin} 2a}{\operatorname{Cos} 2a - \cos 2u} \\ &\cdot\left(1 - \frac{1}{\operatorname{Cos} 2a - \operatorname{Sin} 2a}\right)\Bigg]. \end{aligned}\right\} (12)$$

Da der Ausdruck in den runden Klammern negativ ist, erreicht σ_u sein Maximum bei

$$u = \pm\frac{\pi}{2}.$$

Dort ist

$$(\sigma_u)_{\text{Max}} = p\left(1 + \frac{2\operatorname{Sin} a}{\operatorname{Cos} a}\right), \qquad (13)$$

wie man sich leicht überzeugen kann, wenn man für die hyperbolischen Funktionen ihre Ausdrücke in den e-Potenzen einsetzt. Führt man wieder die Halbachsen a_1 und b_1 ein, so schreibt sich (11):

$$(\sigma_u)_{\text{Max}} = p\left(1 + 2\frac{b_1}{a_1}\right). \qquad (13a)$$

Für große Werte von a, für die das elliptische Loch in einen Kreis übergeht und $\operatorname{Sin} a$ gleich $\operatorname{Cos} a$ gesetzt werden kann, erhalten wir für den größten Wert von σ_u den Betrag $3p$ ganz im Einklang mit dem erwähnten Resultat bei der Lösung für den Kreis.

Für $\alpha = \frac{\pi}{2}$, wenn die kleine Halbachse in die Richtung von p fällt, bekommen wir

$$(\sigma_u)_{v=a} = p\left[\frac{-1}{\operatorname{Cos} 2a - \operatorname{Sin} 2a} + \frac{\operatorname{Sin} 2a}{\operatorname{Cos} 2a - \cos 2u} \cdot\left(1 + \frac{1}{\operatorname{Cos} 2a - \operatorname{Sin} 2a}\right)\right].$$

Dies hat sein Maximum bei $u = 0$ bzw. π, nämlich

$$(\sigma_u)_{\text{Max}} = p\left(1 + 2\frac{\operatorname{Cos} a}{\operatorname{Sin} a}\right) \qquad (14)$$

oder

$$(\sigma_u)_{\text{Max}} = p\left(1 + 2\frac{a_1}{b_1}\right). \qquad (14a)$$

Beim Übergang zum kreisrunden Loch bekommt man wieder $3p$; während aber im ersten Fall die maximale Randspannung kleiner war als beim Kreise, ist sie jetzt größer.

Die Aussagen der Formeln (13a) und (14a) können zu einer einzigen zusammengefaßt werden, nämlich: Die maximale Randspannung σ_u tritt immer an den Enden jener Halbachse auf, die senkrecht zu der Richtung der Spannung im Unendlichen steht, und sie ist gleich

$$(\sigma_u)_{\text{Max}} = p\left(1 + 2\frac{a_1}{a_2}\right), \qquad (15)$$

wo a_1 diese eine Halbachse und a_2 die andere bedeutet. Diese Formel nun ist schon von einem englischen Autor C. E. Inglis im Zusammenhange mit experimentellen Arbeiten aufgestellt worden, ohne die Angabe der Art und Weise aber, wie er auf dieselbe gekommen.[1]) Sie hat sich bei der Darstellung der experimentellen Ergebnisse gut bewährt.

Den kleinsten Wert, nämlich $-p$, nimmt σ_u im ersten Falle für $u = 0$ und π, im zweiten für $u = \pm\frac{\pi}{2}$ an, also immer an den Enden der Halbachse, die in die Richtung der Spannung p fällt.

Gehen wir wieder zum Spalt über, $a = 0$, so ist im ersten Fall nach Formel (10) oder (12) $\sigma_u = p$ mit Ausnahme der Werte $u = 0$ und $u = \pi$, also an beiden Längsseiten des Risses, im zweiten Fall erhalten wir dort dagegen $\sigma_u = -p$. Für

[1]) C. E. Inglis, Stresses in a plate due to the presence of cracks and sharp corners. Engineering, Jahrgang 1913, S. 415.

die Enden des Spaltes, für $u = 0$ und $u = \pi$, haben wir im ersten Fall nach Formel (11) oder (12) $\sigma_u = -p$, im zweiten Fall wird die Spannung an diesen Stellen in Übereinstimmung mit (11) unendlich.

Diese Ergebnisse sind recht plausibel. Wenn der Spalt in die Richtung des einachsigen Spannungszustandes fällt, so kann er natürlich keinen besonderen Einfluß auf die Spannungsverteilung haben; verläuft er dagegen senkrecht dazu, so wird er am ungünstigsten wirken. Bemerkenswert ist es, daß theoretisch schon bei einer ganz geringen Abweichung der Richtung des Risses von der Richtung der Spannung p das Unendlichwerden der Spannungen an den Enden eintritt, ein Umstand, der sich experimentell ohne weiteres verifizieren ließe. Das gleiche Verhalten der Spannungen bei einachsigem Zug oder Druck erklärt sich auf dieselbe Weise wie bei dem ersten erörterten Fall der im Unendlichen allseitig gleichen Spannung nach Art eines Flüssigkeitsdruckes.

Es wäre noch darauf hinzuweisen, daß das Reißen des Materials an den Enden des Spaltes, wo gar keine Schubspannung vorhanden ist, die Zugspannung aber unendlich wird, für die Zugspannungshypothese des Bruches im Gegensatz zur Schubspannungshypothese spricht. Ferner bestätigen die erhaltenen Resultate die bekannte Tatsache, daß scharfe Ecken einen ungünstigen Einfluß auf die Beanspruchung des Materials haben.

Damit wären alle Fragen bezüglich der Einwirkung eines elliptischen Loches bzw. eines Spaltes auf einen ebenen einachsigen Spannungszustand beantwortet. In einem weiteren Beitrag soll das analoge Problem für den Spannungszustand im Falle der reinen und in dem der zusammengesetzten Biegung eines Balkens gelöst und ferner gezeigt werden, daß die hier benutzte Methode der Integration sich auch mit gutem Erfolg auf die exakte Ermittlung der Spannungsverteilung in einem gewölbeartigen Mauerwerkskörper verwenden läßt.

(Eingegangen am 4. Januar 1921.)

Die Verwendung von Spannungsfunktionen beim statischen Schalenproblem.

Von Theodor Pöschl in Prag.

1. Vorbemerkung.

Im folgenden möchte ich einige einfache Bemerkungen über die Verwendung des Begriffes Spannungsfunktion beim Schalenproblem und einige Beispiele hierzu bringen, die — obschon genug naheliegend — anscheinend noch nicht in dieser Form dargestellt wurden. Da sie jedoch einfache Ausführungen zu Maxwells grundlegender Abhandlung über diesen Gegenstand[1]) darstellen, so dürften sie nicht ohne Interesse sein.

Sie beziehen sich alle auf den besonders einfachen Fall, daß die Schale „so gestützt ist, daß sie ohne Dehnung nicht verbogen werden kann und so dünnwandig ist, daß Biegungsmomente vernachlässigt und die Spannungen über die Wandstärke hin gleichmäßig verteilt angenommen werden können". In diesem Falle wird nämlich das Problem deshalb besonders einfach, weil die Spannungen aus den „starren" Gleichgewichtsbedingungen allein, ohne die elastischen Formänderungen heranziehen zu müssen, berechnet werden können [Reissner[2])], so daß es also für die unausdehnbaren Schalen eine Statik ohne Elastizitätstheorie gibt, was bekanntlich im Grenzfall der Ebene (unendlich große Kugel) ohne weitere besondere Festsetzungen nicht der Fall ist. Ich beschränke mich dabei auf die Behandlung der Kugel, welcher Fall theoretische Einfachheit und praktische Wichtigkeit in sich vereinigt.

Für bestimmte Arten von Belastungen lassen sich die Spannungen als erste partielle Ableitungen einer Spannungsfunktion darstellen, die selbst (i. a.) einer nicht homogenen, linearen, partiellen Differentialgleichung zweiter Ordnung genügt, deren linke Seite als der Laplacesche Differentialausdruck erscheint und deren Integration für die bekannten Fälle besonders einfach ist. Die einfache geometrische Deutung, die F. Klein und K. Wieghardt[3]) für die Spannungsfunktion des ebenen elastischen Kontinuums gegeben haben und die sich insbesondere für die technischen Anwendungen als sehr fruchtbar erwiesen hat, wird für Schalen ohne Flächenbelastung insofern vereinfacht, als aus dem biharmonischen Problem ein Problem der gewöhnlichen Potentialtheorie und daher den aus dieser Theorie bekannten Methoden zugänglich wird.

2. Gleichgewichtsbedingungen für die Kugelschale.

In die Statik gekrümmter Flächenstücke kann man Spannungsfunktionen in verschiedener Weise einführen.

Wir gehen hierzu aus von den drei statischen Gleichgewichtsbedingungen für ein Element einer Kugelschale in räumlichen Polarkoordinaten auf der Kugel, die in den Bezeichnungen von A. und

[1]) On the Equilibrium of a Spherical Envelope, Quart. Journ. of Math. 1867 oder Papers II, S. 16. Bezüglich der weiteren Literatur sei hier noch insbesondere auf Lecornu und Beltrami, ferner auf den Vortrag von Blaschke, Congr. Cambridge 1912 verwiesen.

[2]) Siehe Festschrift Müller-Breslau, Leipzig 1912, S. 181.

[3]) Archiv d. Math. u. Physik, III. Reihe, Bd. VIII, 1904.

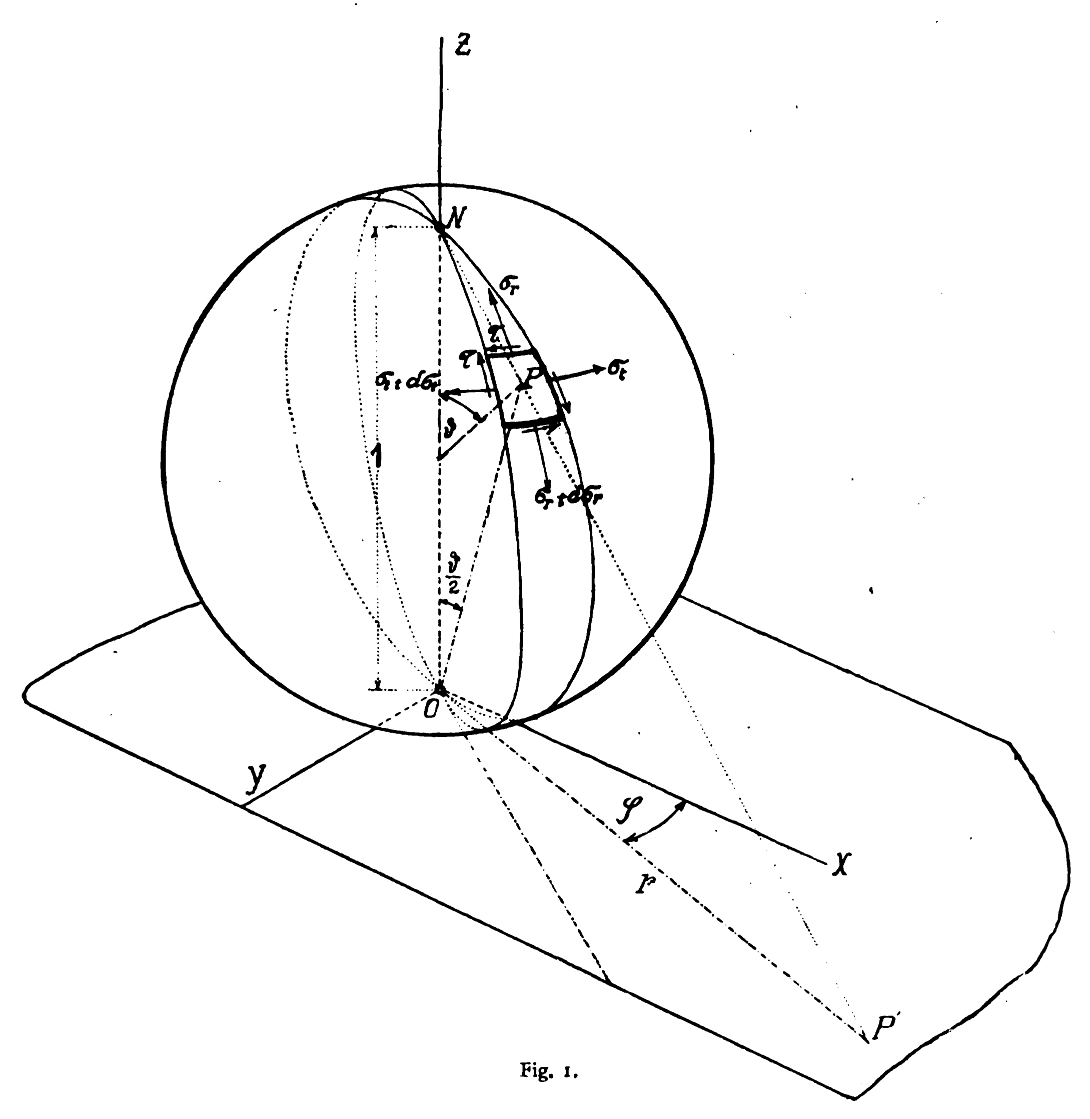


Fig. 1.

L. Föppl[1]), an die wir uns (teilweise) anschließen, so lauten:

$$\left.\begin{aligned} \sigma_r + \sigma_t + \frac{a}{h} Z = 0, \\ \frac{\partial \sigma_r}{\partial \vartheta} + \operatorname{ctg} \vartheta (\sigma_r - \sigma_t) + \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial \tau}{\partial \varphi} + \frac{a}{h} X = 0, \\ \frac{\partial \tau}{\partial \vartheta} + 2\tau \operatorname{ctg} \vartheta + \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial \sigma_t}{\partial \varphi} + \frac{a}{h} Y = 0. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Darin bedeutet (Fig. 1) a den Radius der Mittelfläche der Kugelschale (in der Abbildung ist $2a = 1$ gesetzt), h deren Dicke, ϑ das Komplement der „Breite", φ die „Länge", von irgendeinem festen Durchmesser ON der Kugel bzw. einer festen Meridianebene durch diesen gezählt, σ_r ist die Meridianspannung, σ_t die Tangential-(Ring-)spannung, τ die Schubspannung. X, Y, Z sind die Teilkräfte der auf das Flächenelement einwirkenden Belastung, auf die Flächeneinheit bezogen, und zwar Z in der Richtung der Normalen, positiv zum Kugelmittelpunkt hin gerechnet, X längs des Meridians, Y längs des Breitenkreises, positiv im Sinne wachsender ϑ bzw. φ gerechnet. Die Einführung einer Spannungsfunktion wollen wir nun für einzelne Fälle besonders besprechen.

[1]) Siehe „Drang und Zwang", II. Band, S. 14.

3. Keine Belastung durch Flächenkräfte.

Es ist $X = 0$, $Y = 0$, $Z = 0$. Die Schale sei lediglich durch am Rande angreifende Kräfte im Gleichgewicht gehalten. Dann schreiben sich die Gleichungen (1), wenn wir $\sigma_r = -\sigma_t = \sigma$ setzen, so:

$$\left.\begin{aligned} \sin^2 \vartheta \frac{\partial \sigma}{\partial \vartheta} + 2 \sin \vartheta \cos \vartheta\, \sigma + \sin \vartheta \frac{\partial \tau}{\partial \varphi} = 0, \\ \sin \vartheta \frac{\partial \sigma}{\partial \varphi} - \sin^2 \vartheta \frac{\partial \tau}{\partial \vartheta} - 2 \sin \vartheta \cos \vartheta\, \tau = 0 \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

oder

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial(\sigma\sin^2\vartheta)}{\partial\vartheta} &= -\frac{\partial(\tau\sin\vartheta)}{\partial\varphi}\\ \frac{\partial(\sigma\sin\vartheta)}{\partial\varphi} &= \frac{\partial(\tau\sin^2\vartheta)}{\partial\vartheta}.\end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

Wir können nun entweder setzen: a)[1])

$$\left.\begin{aligned}\sigma\sin^2\vartheta &= f_\varphi\\ \tau\sin\vartheta &= -f_\vartheta\end{aligned}\right\}\ \text{d. h.}\quad \begin{aligned}\sigma &= \frac{1}{\sin^2\vartheta}f_\varphi,\\ \tau &= -\frac{1}{\sin\vartheta}f_\vartheta.\end{aligned}\ \Bigg\} \qquad (4)$$

Dadurch sind σ und τ als erste partielle Ableitungen einer Spannungsfunktion f ausgedrückt und wir erhalten aus der zweiten Gleichung (3) für f die Differentialgleichung

$$\sin\vartheta\cdot\Delta f \equiv (f_\vartheta\sin\vartheta)_\vartheta + \left(\frac{f_\varphi}{\sin\vartheta}\right)_\varphi = 0. \qquad (5)$$

Oder wir setzen: b)

$$\left.\begin{aligned}\sigma\sin\vartheta &= g_\vartheta\\ \tau\sin^2\vartheta &= g_\varphi\end{aligned}\right\}\ \text{d. h.}\quad \begin{aligned}\sigma &= \frac{1}{\sin\vartheta}g_\vartheta,\\ \tau &= \frac{1}{\sin^2\vartheta}g_\varphi,\end{aligned}\ \Bigg\} \qquad (6)$$

wobei ebenfalls

$$\Delta g = 0. \qquad (7)$$

Aus Gleichung (4) und (7) ergibt sich:

$$\sin^2\vartheta\, f_\vartheta g_\vartheta + f_\varphi g_\varphi = 0, \qquad (8)$$

d. h. die Kurven $f =$ konst und $g =$ konst stehen also aufeinander senkrecht; f und g sind konjugierte Potentiale.

Die auf den Rand des betrachteten Flächenstückes wirkenden äußeren Kräfte liefern nach den Gleichungen (4) und (6) die zu den Gleichungen (5) bzw. (7) gehörigen Randbedingungen.

Die Gleichung (5) ist identisch mit der Potentialgleichung auf der Kugel, und dieser Umstand bedeutet die wesentliche Vereinfachung der reinen Statik, mit der wir uns hier befassen, gegenüber der Elastizitätstheorie der Schalen.

Besonders deutlich wird dies, wenn wir von der Kugel, deren Durchmesser wir hier gleich 1 setzen, durch stereographische Projektion auf die Ebene übergehen, was darauf hinauskommt, in die Gleichung (2) neue isometrische Koordinaten r, φ einzuführen mittels der Beziehungen:

$$r = \operatorname{ctg}\frac{\vartheta}{2}, \qquad \varphi = \varphi. \qquad (9)$$

Bei diesem Übergang wird ein Linienelement ds_1 auf der Kugel in ein Linienelement ds_2 in der stereographischen Ebene übergeführt, und es ist bekanntlich:

$$\frac{ds_2}{ds_1} = 1 + r^2 = \frac{1}{\sin^2\frac{\vartheta}{2}}. \qquad (10)$$

Wollen wir daher aus dem Spannungszustande σ, τ auf der Kugel ein physikalisch mögliches Spannungssystem in der Ebene erhalten, für das wir in der Loveschen Bezeichnung $\widehat{rr}, \widehat{\varphi\varphi}, \widehat{r\varphi}$ schreiben, so müssen wir nach den allgemeinen Transformationsregeln setzen[1]):

$$\left.\begin{aligned}\sigma &= \frac{\widehat{rr}}{\sin^4\frac{\vartheta}{2}} = -\frac{\widehat{\varphi\varphi}}{\sin^4\frac{\vartheta}{2}},\\ \tau &= -\frac{\widehat{r\varphi}}{\sin^4\frac{\vartheta}{2}}.\end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

In der Tat erhalten wir durch Einführung dieser Spannungsgrößen aus den Gleichungen (2) nach Ausführung der Differentiationen und leichten Kürzungen:

$$\left.\begin{aligned}-\sin\vartheta\frac{\partial\widehat{rr}}{\partial\vartheta} + \frac{\partial\widehat{r\varphi}}{\partial\varphi} + 2\widehat{rr} &= 0,\\ \sin\vartheta\frac{\partial\widehat{r\varphi}}{\partial\vartheta} + \frac{\partial\widehat{rr}}{\partial\varphi} + 2\widehat{r\varphi} &= 0,\end{aligned}\right\} \qquad (12)$$

oder, wenn wir nach Gleichung (9) zu r, φ übergehen:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial\widehat{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial\widehat{r\varphi}}{\partial\varphi} + \frac{2\widehat{rr}}{r} &= 0,\\ \frac{\partial\widehat{r\varphi}}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial\widehat{\varphi\varphi}}{\partial\varphi} + \frac{2\widehat{r\varphi}}{r} &= 0,\end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

und dies sind die in Polarkoordinaten geschriebenen Gleichgewichtsgleichungen für die Ebene[2]) unter Beibehaltung der invarianten Bedingung

$$\sigma_r + \sigma_t = 0, \quad \text{also hier} \quad \widehat{rr} + \widehat{\varphi\varphi} = 0. \qquad (14)$$

Die Gleichungen (4) für die Spannungsgrößen gehen für die Ebene über in

$$\left.\begin{aligned}\widehat{rr} &= \frac{1}{4}\operatorname{tg}^2\frac{\vartheta}{2}f_\varphi = \frac{1}{4}\frac{1}{r^2}f_\varphi,\\ \widehat{r\varphi} &= \frac{1}{2}\operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2}\sin^2\frac{\vartheta}{2}f_\vartheta = -\frac{1}{4}\frac{1}{r}f_r,\end{aligned}\right\} \qquad (15)$$

welche Ausdrücke in der Tat die Gleichungen

[1]) Die Zeiger an den Spannungsfunktionen bedeuten, wie üblich, partielle Abteilungen nach den betr. Veränderlichen.

[1]) Vgl. z. B. die Arbeit des Verfassers: Über eine partikuläre Lösung des biharmonischen Problems für den Außenraum der Ellipse. Math. Zeitschr. X, 1921.

[2]) Vgl. Love, Lehrbuch der Elastizität, deutsch von A. Timpe, S. 107.

(11) bzw. (12) identisch befriedigen, sofern f der Laplaceschen Gleichung (5) genügt.

Durch die Bedingung (14) ist der spezielle elektrostatische Spannungszustand gekennzeichnet, den Maxwell in der Elektrizitätslehre[1]) behandelt hat. In Cartesischen Koordinaten x, y lauten die Gleichgewichtsbedingungen unter der Bedingung (13), $X_x + Y_y = 0$, einfach

$$\frac{\partial X_x}{\partial x} + \frac{\partial X_y}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial X_y}{\partial x} - \frac{\partial X_x}{\partial y} = 0, \quad (16)$$

und die Spannungsgrößen ergeben sich als partielle Ableitungen einer Spannungsfunktion f in der Form

$$X_x = -Y_y = f_y, \quad X_y = -f_x, \quad (17)$$

wofern f der Laplaceschen Gleichung in der Ebene genügt, also

$$f_{xx} + f_{yy} = 0 \quad (18)$$

ist.

Es ist also $X_x + i X_y$ eine Funktion des komplexen Arguments $x + iy$.

Natürlicherweise lassen sich ganz analoge Aussagen auch im Anschlusse an die Gleichungen (6) machen, die den Gleichungen (4) konjugiert gegenüberstehen. Überdies folgen durch Gleichstellung der beziehentlich in den Gleichungen (4) und (6) gegebenen Ausdrücke noch andere Darstellungen für die Spannungsgrößen, die wir indessen nicht weiter verfolgen wollen.

Aus den Gleichungen (4) ist der bekannte Satz, daß in einer Kugelschale bzw. in der starren Maxwellschen Ebene keine Selbstspannungen auftreten können, unmittelbar abzulesen. Denn hat man irgendeinen kräftefreien Rand, so folgt aus Gl. (4) $f =$ konst. auf dem Rande und nach einem Hauptsatze der Potentialtheorie auch $f =$ konst. auf dem ganzen Kugelstück. Für die Vollkugel gilt das gleiche Ergebnis.

4. Differentialgleichungen der Hauptspannungslinien und ihre Integration.

Bezeichnet man die Winkel, unter denen die Spannungslinien[2]) durch den Punkt P den Parallelkreis durch diesen Punkt schneiden, mit α bzw. $\alpha + \frac{\pi}{2}$, so ist bekanntlich

$$\operatorname{tg} 2\alpha = -\frac{2\tau}{\sigma_r - \sigma_t} = -\frac{\tau}{\sigma} = \frac{\sin\vartheta f_\vartheta}{f_\varphi}, \quad (19)$$

und da

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{d\vartheta}{\sin\vartheta\, d\varphi}, \quad (20)$$

so folgt für die Spannungslinien die Differentialgleichung

$$\left(\frac{d\vartheta}{d\varphi}\right)^2 + 2\frac{f_\varphi}{f_\vartheta}\frac{d\vartheta}{d\varphi} = \sin^2\vartheta \quad (21)$$

und daraus

$$f_\vartheta\, d\vartheta + \left(f_\varphi \mp \sqrt{f_\varphi^2 + \sin^2\vartheta f_\vartheta^2}\right) d\varphi = 0. \quad (22)$$

Durch die im vorigen Abschnitt betrachtete stereographische Abbildung gehen diese Spannungslinien in solche des entsprechenden ebenen Problems über; ihre Differentialgleichung nimmt die Form an:

$$\left(\frac{dr}{d\varphi}\right)^2 + 2\frac{f_\varphi}{f_r}\frac{dr}{d\varphi} = r^2. \quad (23)$$

und daraus wird durch Auflösung die Gleichung der Hauptspannungslinien.

Maxwell hat in der genannten Abhandlung gezeigt, daß diese Spannungslinien stets wieder ein isometrisches System bilden, also ihre in ϑ und φ bzw. r und φ geschriebenen Gleichungen selbst wieder der Gleichung (5) genügen. In der Tat ergibt sich nach einem bekannten Satz von S. Lie über „Isothermensysteme", daß die durch die Gleichung (22) bzw. (23) dargestellten Kurvensysteme isometrisch sind, und weiter, daß die Multiplikatoren für sie durch Quadraturen angebbar sind.[1])

Bezeichnet man die so erhaltenen Gleichungen der Spannungslinien mit

$$\xi(\vartheta, \varphi) = \text{konst} \quad \text{und} \quad \eta(\vartheta, \varphi) = \text{konst},$$

oder in rechtwinkligen Koordinaten in der stereographischen Ebene mit

$$\xi(x, y) = \text{konst}, \quad \eta(x, y) = \text{konst},$$

so ist also

$$\xi + i\eta = F(x + iy) \quad (24)$$

und daraus ersieht man, daß umgekehrt die Linien $\xi =$ konst und $\eta =$ konst irgendeiner komplexen Funktion auf die Kugel stereographisch projiziert die Spannungslinien für eine Belastung der Kugel geben, die in den singulären Punkten auf die Kugel einwirkt.

5. Typische Fälle von Belastungen in singulären Punkten der Kugelschale.

Wir wollen nun die Spannungsverteilungen betrachten, wie sie einer Reihe von einfachen Singularitäten der Spannungsfunktion f entsprechen, und setzen (in den meisten Fällen) die Vollkugel voraus. So wie in den sonstigen Anwendungen der Potentialtheorie, wird man auch hier passende Singularitäten zulassen müssen, um zu physikalisch brauchbaren Aussagen zu kommen.

a) f ist eine Funktion von φ allein. Dann folgt aus Gleichung (5) (wenn wir hier wie im

[1]) Elektrizität und Magnetismus, I, S. 155.
[2]) Darunter sind im folgenden die Hauptspannungslinien (Spannungstrajektorien) verstanden.

[1]) Vgl. Bianchi, Differentialgeometrie, 2. Auflage, S. 74 u. 75.

folgenden die bedeutungslose additive Konstante weglassen):

$$f = C\varphi \tag{25}$$

und nach Gleichung (4):

$$\sigma = \frac{C}{\sin^2\vartheta}, \quad \tau = 0. \tag{26}$$

Dies entspricht dem bekannten Fall zweier gleich großer Kräfte von der Größe $2\pi a C$, die im Nord- und Südpol in entgegengesetzter Richtung zueinander senkrecht zur Kugelschale einwirken. Die Spannungslinien sind die Meridiane und die Parallelkreise.

b) f ist eine Funktion von ϑ allein. Gleichung (5) gibt

$$f = C \log \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2} \tag{27}$$

und mittels der Gleichung (4)

$$\sigma = 0, \quad \tau = -\frac{C}{\sin^2\vartheta}. \tag{28}$$

Die Differentialgleichungen der Spannungslinien lauten nach Gleichung (21):

$$\frac{d\vartheta}{\sin\vartheta\, d\varphi} = \pm 1 \tag{29}$$

und die Spannungslinien sind die Loxodromen unter 45^0 gegen die Parallelkreise und Meridiane. Dieser Spannungszustand wird hervorgerufen durch zwei gleich große Momente von der Stärke $2\pi a^2 C$, die der Kugel im Nord- bzw. im Südpol um die Verbindungslinie dieser Punkte eingepflanzt sind.

c) f ist von der Form $f = u(\vartheta)\cdot v(\varphi)$. Dann folgen aus Gleichung (5) für v und u die Differentialgleichungen

$$v'' + kv = 0, \quad (u' \sin\vartheta)' = k\frac{u}{\sin\vartheta}, \tag{30}$$

wenn k eine positive Konstante bezeichnet. Insbesondere ergibt sich für $k = 0$:

$$v \sim \varphi, \quad u \sim \log \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2},$$

also

$$f = C \log \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2} \cdot \varphi. \tag{31}$$

Die Spannungsgrößen sind:

$$\left.\begin{aligned} \sigma &= \frac{C}{\sin^2\vartheta} \log \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2}, \\ \tau &= -\frac{C}{\sin^2\vartheta}\cdot\varphi. \end{aligned}\right\} \tag{32}$$

Dieser Spannungszustand ist auf der Vollkugel nicht eindeutig. Wir müssen daher die Kugel etwa längs des Halbmeridians bei $\varphi = 0$ (d. i. auch $\varphi = 2\pi$) aufschneiden, bringen längs des Meridians $\varphi = 0$ die durch Gleichung (32) bestimmten Normalspannungen σ und keine Schubspannungen, bei $\varphi = 2\pi$ außer den Normalspannungen σ die durch $\tau = -\frac{2\pi C}{\sin^2\vartheta}$ bestimmten Schubspannungen an. Dann wird dieser Spannungszustand, wie man durch Summation unmittelbar bestätigt, erzeugt durch zwei gleich große und entgegengesetzte Momente um ON vom Betrage $4Ca^2\pi^2$, angreifend im Nord- und Südpol, zusammen mit den eben genannten Spannungen an den aufgeschnittenen Rändern.

d) Von besonderem Interesse ist der Fall $k = 1$, also etwa (ähnliches gilt auch für $v \sim \cos\varphi$)

$$v \sim \sin\varphi, \quad u_1 \sim \operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2}, \quad u_2 \sim \frac{1}{\sin\vartheta}.$$

α) Wir setzen zunächst

$$f_1 = -\frac{P}{\pi} \operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2} \sin\varphi. \tag{33}$$

Die Spannungsgrößen sind nach Gleichung (4):

$$\left.\begin{aligned} \sigma &= -\frac{P}{\pi}\,\frac{1-\cos\vartheta}{\sin^3\vartheta}\cos\varphi, \\ \tau &= \frac{P}{\pi}\,\frac{1-\cos\vartheta}{\sin^3\vartheta}\sin\varphi. \end{aligned}\right\} \tag{34}$$

Die Summation der Spannungen über einen Parallelkreis ϑ = konst liefert die Aussage, daß dieser Spannungszustand hervorgerufen wird durch eine Einzelkraft von der Größe P im Nordpol N, in der Ebene $\varphi = 0$ tangential an die Kugel wirkend, und einer gleich großen und entgegengesetzten Einzelkraft im Südpol O zusammen mit einem Moment von der Größe $2aP$, wenn a den Radius der Kugel bedeutet (Fig. 2). Die Gleichungen der Spannungslinien ergeben sich durch Integration der Gleichungen (22) in der Form:

$$\left.\begin{aligned} \sqrt{\operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2}}\cos\frac{\varphi}{2} &= \text{konst}, \\ \sqrt{\operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2}}\sin\frac{\varphi}{2} &= \text{konst}. \end{aligned}\right\} \tag{35}$$

In der stereographischen Ebene würden diesen Kurvenscharen nach Gleichung (9) die folgenden entsprechen:

$$\left.\begin{aligned} \xi &= \frac{1}{\sqrt{r}}\cos\frac{\varphi}{2} = \text{konst}, \\ \eta &= \frac{1}{\sqrt{r}}\sin\frac{\varphi}{2} = \text{konst}, \end{aligned}\right\} \tag{36}$$

und man sieht leicht, daß dies die der komplexen Funktion $\xi + i\eta = \frac{1}{\sqrt{z}}$ entsprechenden Kurvenscharen sind; es sind dies die beiden Orthogonalsysteme der Pascalschen Schnecken mit den Spitzen in O. Projiziert man diese Kurven aus

N auf die Kugel, so ergibt sich das in Fig. 3 dargestellte Bild für die zugehörigen Spannungslinien auf der Kugel.

Wenn nun diese Kurven umgekehrt aus O auf die durch N gehende Tangentialebene stereo-

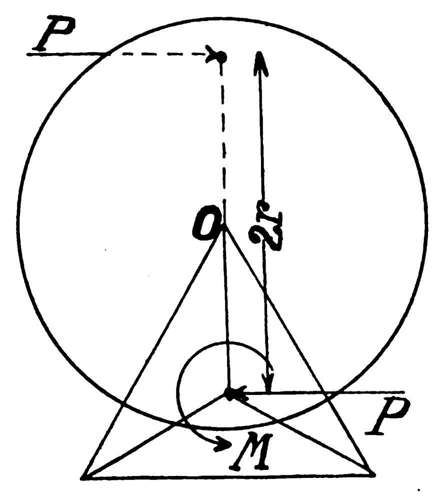


Fig. 2.

graphisch projiziert werden, so erhält man zwei Systeme von orthogonalen Parabeln, entsprechend der Funktion $\sqrt{z}$, und diese würden für den Maxwellschen ebenen Spannungszustand die durch eine in ihr liegende Einzelkraft P hervorgerufenen Spannungslinien ergeben.

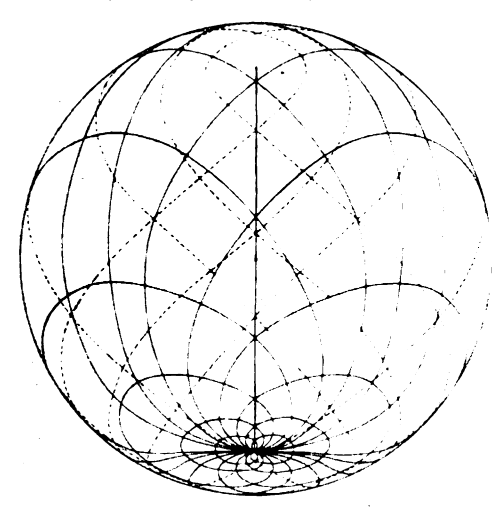


Fig. 3.

Es ist nicht ohne Interesse, damit die Spannungslinien zu vergleichen, die für das entsprechende ebene elastische Problem durch Michell gefunden wurden.[1]) Für den elektrostatischen Fall besteht zwischen den elastischen Konstanten die Beziehung $\lambda + \mu = 0$, d. h. die Elastizitätszahl $E = \infty$; die zugehörige Airysche Spannungsfunktion dieses besonderen ebenen Problems wäre

$$\Psi = Pr(\varphi \sin \varphi - \cos \varphi \log r). \qquad (37)$$

β) Aus der zweiten Lösung u_2 fließt die Spannungsfunktion

$$f_2 = C \frac{\sin \varphi}{\sin \vartheta} \qquad (38)$$

und daraus die Spannungsgrößen

$$\left.\begin{aligned} \sigma &= \frac{Q}{\pi} \frac{1}{\sin^3 \vartheta} \cos \varphi, \\ \tau &= -\frac{Q}{\pi} \frac{\cos \vartheta}{\sin^3 \vartheta} \sin \varphi. \end{aligned}\right\} \qquad (39)$$

Diese Spannungsverteilung wird, wie man wieder durch Summation der Spannungsgrößen über einen Schnitt durch den Parallelkreis $\vartheta =$ konst erhält, hervorgebracht durch zwei gleich große und entgegengesetzte Momente vom Betrage $a\,Q$, deren parallele Achsen die Kugel in N und O berühren und in der Ebene $\varphi = \frac{\pi}{2}$ liegen.

Für $v \sim \cos \varphi$ erhält man dieselben Belastungsfälle, nur sind Kraft und Momentenachsen um 90^0 in der Tangentialebene verdreht.

Die Spannungslinien für diese Fälle sind nach dem in Art. 4 Angegebenen zu bestimmen; sie sind jedoch hier kompliziertere Kurven, weshalb von ihrer Angabe abgesehen werden soll.

Durch Zusammensetzung der in a), b) und d) gegebenen Formeln erhält man die Spannungen in jedem Punkte der Kugelfläche, die von beliebigen Kräften, deren Wirkungslinien durch O und N hindurchgehen, und beliebigen Momenten, deren Achsen durch O und N laufen, hervorgebracht werden.

Sollen die Kräfte nicht in N und O, sondern in einem beliebigen anderen Punktepaare an der Kugel angreifen, so hat man die Kugelfläche konform so auf sich selbst abzubilden, daß die Punkte N und O in die neuen Angriffspunkte übergehen, und die zugehörigen Singularitäten zu übertragen.

e) Einem beliebigen anderen reellen Werte von k in den Gleichungen (30) gehören, wie leicht zu sehen, Spannungslinien zu, die aus der Funktion $\frac{1}{\sqrt{z}^k}$ entspringen; ihnen entsprechen höhere Singularitäten in den Lastpunkten O und N, denen jedoch keine einfache mechanische Bedeutung zukommt.

6. Spannungsfunktionen für andere Belastungsfälle.

Durch die im vorigen Artikel angegebenen Typen von Lasten in einem Punktepaare der

[1]) Vgl. Enzyklopädie der math. Wissenschaften, Bd. IV, Art. 25, 4. Teilband, S. 191 u. 192.

Kugel sind die Verwendungsmöglichkeiten der Spannungsfunktionen keineswegs erschöpft. Wir wollen vielmehr jetzt als Beispiel für flächenhaft verteilte Belastungen den von Reissner[1]) gegebenen Belastungsfall besprechen, bei dem angenommen wird, daß die eingeprägten Kräfte X, Y, Z in den Gleichungen (1) in trigonometrische, nach ganzen Vielfachen von φ fortschreitende Reihen entwickelnd sind.

Setzen wir nämlich den aus der ersten Gleichung (1) folgenden Wert

$$\sigma_r = -\sigma_t - \frac{a}{h} Z$$

in die beiden folgenden Gleichungen ein und setzen überdies für X, Y, Z bzw. $X_n \sin n\varphi$, $Y_n \cos n\varphi$, $Z_n \sin n\varphi$, wobei X_n, Y_n, Z_n Funktionen von ϑ sind, so folgt:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial(\sigma_t \sin^2\vartheta)}{\partial\vartheta} + \frac{\partial}{\partial\varphi}\Bigl[\tau \sin\vartheta + \frac{a}{h}(X_n \sin^2\vartheta \\ &\qquad -\{Z_n \sin\vartheta\}' \cdot \sin\vartheta)\frac{\cos n\varphi}{n}\Bigr] = 0, \\ &\frac{\partial(\tau \sin^2\vartheta)}{\partial\vartheta} + \frac{\partial}{\partial\varphi}\Bigl[\sigma_t \sin\vartheta \\ &\qquad + \frac{a}{h} Y_n \sin^2\vartheta \frac{\sin n\varphi}{n}\Bigr] = 0. \end{aligned}\right\} \quad (40)$$

Führen wir nun eine Spannungsfunktion g ein, so daß

$$\left.\begin{aligned} \sigma_t &= \frac{1}{\sin\vartheta} g_\vartheta - \frac{a}{h} Y_n \sin\vartheta \frac{\sin n\varphi}{n}, \\ \tau &= -\frac{1}{\sin^2\vartheta} g_\varphi, \end{aligned}\right\} \quad (41)$$

so folgt für g die Differentialgleichung

$$\left.\begin{aligned} \Delta g = \frac{a}{h}\Bigl[X_n \sin\vartheta - (Z_n \sin\vartheta)' \\ + \frac{1}{n\sin\vartheta}(Y_n \sin^3\vartheta)\Bigr] \sin n\varphi. \end{aligned}\right\} \quad (42)$$

Wir werden daher g in der Form ansetzen können:

$$g = \theta(\vartheta) \sin n\varphi \quad (43)$$

und erhalten für θ die totale Differentialgleichung zweiter Ordnung:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{1}{\sin\vartheta}\Bigl[(\theta' \sin\vartheta)' - \frac{n^2}{\sin\vartheta}\theta\Bigr] \\ &\quad = \frac{a}{h}\Bigl[X_n \sin\vartheta - (Z_n \sin\vartheta)' \\ &\quad + \frac{1}{n\sin\vartheta}(Y_n \sin^3\vartheta)'\Bigr]. \end{aligned}\right\} \quad (44)$$

[1]) Siehe Festschrift Müller-Breslau, Leipzig 1912, S. 181.

Für den besonderen von Reissner behandelten Fall:

$n = 1$, $X = 0$, $Y = 0$, $Z_1 = Z_0 \sin\vartheta$, (Z_0 = konst)

der „einer Windbelastung der Kugelschale mit Druck auf der Luvseite und Saugen auf der Leeseite" entspricht, werden die Gleichungen (41) und (44) einfach

$$\left.\begin{aligned} \sigma_t &= \frac{1}{\sin\vartheta} g_\vartheta, \\ \tau &= -\frac{1}{\sin^2\vartheta} g_\varphi \end{aligned}\right\} \quad (45)$$

und

$$(\theta' \sin\vartheta)' - \frac{\theta}{\sin\vartheta} = -2\frac{a}{h} Z_0 \sin^2\vartheta \cos\vartheta. \quad (46)$$

Das vollständige Integral der Gleichung (46) lautet:

$$\left.\begin{aligned} \theta = A\frac{1}{\sin\vartheta} + B \operatorname{ctg}\vartheta \\ -\frac{a}{h} Z_0 \cdot \frac{1}{\sin\vartheta}\Bigl(\cos\vartheta - \frac{\cos^3\vartheta}{3}\Bigr), \end{aligned}\right\} \quad (47)$$

wobei A und B zwei willkürliche Integrationskonstanten sind.

Damit nun die Spannung für $\vartheta = 0$, d. i. im oberen Scheitel der Kugelschale, endlich bleibe, muß, wie leicht zu sehen ist,

$$B = 0 \quad \text{und} \quad A = -\frac{2}{3}\frac{a}{h} Z_0$$

sein, also folgt[1]):

$$\left.\begin{aligned} \sigma_t &= -\frac{a}{h} Z_0 \frac{1}{\sin^3\vartheta}\Bigl[\sin\vartheta + \cos\vartheta \\ &\qquad \cdot\Bigl(\frac{2}{3} - \cos\vartheta + \frac{\cos^3\vartheta}{3}\Bigr)\Bigr] \sin\varphi, \\ \tau &= \frac{a}{h} Z_0 \frac{1}{\sin^3\vartheta} \\ &\qquad \cdot\Bigl(\frac{2}{3} - \cos\vartheta + \frac{\cos^3\vartheta}{3}\Bigr) \cos\varphi, \end{aligned}\right\} \quad (48)$$

und nach Gleichung (1):

$$\sigma_r = \frac{a}{h} Z_0 \frac{\cos\alpha}{\sin^3\alpha}\Bigl(\frac{2}{3} - \cos\vartheta + \frac{\cos^3\vartheta}{3}\Bigr) \sin\varphi.$$

7. Schlußbemerkung.

Die Spannungsfunktionen und Spannungslinien für die in Abschnitt 6 angegebenen Belastungsfälle lassen sich auch, worauf mich Herr Dr. Funk aufmerksam machte, direkt durch Grenzübergang auf Grund der Maxwellschen Betrachtungen gewinnen, worauf wir in einer Fortsetzung zu dieser Arbeit eingehen werden.

[1]) Auf den Seiten 15 u. 16 von „Drang und Zwang", Bd. II, sind, wie mir Herr Prof. Dr. L. Föppl bestätigt, beim Druck die Formeln teilweise miteinander verwechselt worden, woraus sich die Nichtübereinstimmung ergibt.

(Eingegangen am 31. Januar 1921.)

Besprechungen.

von Rohr, M., **Die binokularen Instrumente.** II. verm. u. verb. Aufl. XVII. u. 303 S., 136 Abb. i. T. Naturwiss. Monographien und Lehrbücher. Zweiter Band. Julius Springer, Berlin 1920.

Die zweite Auflage ist zehn Jahre weiter als die erste, also bis 1910, geführt. Da das binokulare Sehen sich in dem ersten Jahrzehnt dieses Jahrhunderts, nachdem es am Schluß des vorigen durch die bahnbrechenden Arbeiten Abbes einen neuen Aufschwung genommen hatte, sehr kräftig weiter entwickelt hat, und zwar unter reger Anteilnahme des Verfassers selbst, so ist dieses neue Kapitel sehr interessant. Jedoch nicht nur der Schluß des historischen Teils, des umfangreichsten und wichtigsten Abschnittes des Buches ist neu, sondern auch der Anfang ist vollkommen umgearbeitet und ergänzt.

Der theoretische Teil behandelt vor allen Dingen das Sehen mit einem und mit beiden Augen. Er bildet die Grundlage für das Verständnis des Folgenden. Er nimmt nur einen verhältnismäßig kleinen Raum ein und ist unverändert geblieben.

Der historische Teil beginnt jetzt schon mit Euklid, während die erste Auflage von Lipperhey ausging. Der Anfang ist also ganz neu, und im übrigen ist der erste Abschnitt, wie schon erwähnt vollkommen umgearbeitet. Hierauf werden die Arbeiten von Wheatstone und Brewster, den beiden eigentlichen Erfindern des modernen Stereoskopes, behandelt. Die Bedeutung des ersteren tritt hier vielleicht noch deutlicher hervor als in der ersten Auflage. Sodann werden in chronologischer Reihenfolge die einzelnen Jahrzehnte bis 1910 geschildert. Die fünfziger Jahre waren die Zeit der allgemeinen Freude am Stereoskop. Wheatstone und Brewster waren noch auf der Höhe und Helmholtz brachte das Telestereoskop. In den sechziger Jahren erfolgte der Niedergang der Stereoskopie und erreichte in den siebziger und achtziger Jahren seinen Tiefstand. In den neunziger Jahren erwachte das Interesse am räumlichen Sehen von neuem. Abbe schuf mit Hilfe der Umkehrprismen Fernrohre mit gesteigerter Plastik und bildete zusammen mit Pulfrich den von Grousilliers erfundenen stereoskopischen Entfernungsmesser aus. Diese Entwicklung steigerte sich noch im ersten Jahrzehnt des 20. Jahrhunderts, in dem zahlreiche Arbeiten von Pulfrich über stereoskopisches Messen erschienen.

Zum Schluß wird wieder die systematische Anordnung des ganzen Stoffes gebracht. Fremdwörter sind in dieser neuen Auflage, so weit wie irgend möglich, vermieden. Manchem wird der Verfasser in diesem Bestreben vielleicht etwas zu weit gehen. Chr. v. Hofe.

Personalnachrichten.

Breslau. A. o. Professor an der Technischen Hochschule in Stuttgart Dr. Erwin Schrödinger wurde als Ordinarius der Physik an der Universität Breslau berufen.

Darmstadt. Fabrikbesitzer Carl Steinmüller, Mitinhaber der Firma L. und C. Steinmüller zu Gummersbach (Rheinprovinz) wurde in Anerkennung seiner großen Verdienste um die Entwicklung der Kesselindustrie in Deutschland, seitens der Technischen Hochschule zu Darmstadt zum Dr.-Ing. e. h. ernannt.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Wir machen nochmals darauf aufmerksam, daß eine Reihe von Mitgliedern ihre Beiträge noch nicht gezahlt haben. Wir bitten nunmehr die rückständigen Beiträge schnellstens auf das Konto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Dresdner Bank, Wechselstube K II, Berlin-Friedenau, Südwestkorso 77, oder auf Postscheckkonto Nr. 25073, Dresdner Bank, Wechselstube K II einzuzahlen.

Die bis 1. Juli 1921 nicht eingegangenen Beiträge werden satzungsgemäß durch Postauftrag eingezogen.

Der Beitrag beträgt für die in Berlin und im Bereich der Groß-Berliner Vorortbahnen wohnenden Mitglieder Mk. 30,—, für die auswärtigen Mitglieder Mk. 20,—, für Firmen, Korporationen, Institute Mk. 100,—. Die Mitglieder erhalten die Einladungen zu den Vortragsabenden sowie die Zeitschrift frei und können die Physikalischen Berichte zum Vorzugspreise von Mk. 80,— pro Jahr beziehen. (In Nr. 6 ist der Bezugspreis irrtümlich mit 50.— Mk. für unsere Mitglieder angegeben.)

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. R. Berthold, Göttingen:
- Herr Walther Bock, cand. phys., Göttingen, Friedländerweg 41.
- Herr Alexander Goetz, Göttingen, Friedländerweg 31.
- Herr Gustav Hoecke, cand. phys., Göttingen, Wiesenstraße 1.
- Herr Otto Lohaus, cand. phys., Göttingen, Alleestr. 5.
- Herr Waldemar Pocher, cand. phys., Göttingen, Gronerthorstraße 14.
- Herr Heinz Redeker, cand. phys., Clausthal i. Harz, Rollstraße 401.
- Herr Gesine Veenekamp, cand. phys., Göttingen, Friedländerweg 14.
- Herr Hans Witte, cand. phys., Göttingen, Schillerstraße 24.

Seitens des Herrn Prof. Dr. H. Dember, Dresden:
- Herr Dr.-Ing. Otto Hauffe, Düren (Rheinld.), Neue Jülicherstraße 30.

Seitens des Herrn Dr. H. Erfle, Jena:
- Herr Dr. Karl Bauer, Jena, Beethovenstraße 12, i. Fa. Carl Zeiß.

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
- Herr Friedr. Dubenhorst, Ing., Stuttgart-Feuerbach, Tunnelstraße 20, i. Fa. Julius Faber.
- Herr Georg Eggerling, Ingenieur, Berlin-Steglitz, Sachsenwaldstraße 28, i. Fa. C. P. Goerz A.-G.
- Herr Karl Keil, cand. phys., Lüdenscheid (Westf.), Friesenstraße 4.

Seitens des Herrn Dr. F. Gehrts, Karlshorst:
- Herr Dr. Max Kirn, Kabelwerk Oberspree, Berlin-Oberschönweide, Wilhelminenhofstraße 36 II.

Seitens des Herrn Dr. Glaser, Würzburg:
- Herr Studienassessor Erich Braun, Würzburg, Assistent am Physik. Inst. der Universität.
- Herr Dr. Molin, Würzburg, Kurt Rottendorferstr. 18.
- Herr Friedrich Werner, Würzburg, Marchstraße 4.

Seitens des Herrn Prof. Dr. J. Herweg, Halle a. S.:
- Herr Georg Schulze, Halle a. S., Reilstraße 129 (Laboratorium für angewandte Physik).
- Herr Richard Weichmann, cand. phil., Halle a. S., Gr. Steinstraße 40.

Seitens des Herrn Direktor Dr. von Hirschberg, Berlin-Pankow:
- Firma Deutsche Ton- und Steinzeugwerke A.-G., Charlottenburg, Berlinerstraße 23, vertr. durch Herrn Dr. phil. ing. Felix Singer, Charlottenburg, Carmerstraße 18.

Seitens des Herrn Dr. E. Hochheim, Ludwigshafen a. Rh.:
- Herr Dr. Otto Glasser, Physiker in den Badischen Anilin- und Sodafabriken, Mannheim-Neu-Ostheim, Leiblstraße 21.



Herr Dr. W. Holthusen, Privatdozent, Heidelberg, Blumentalstraße 22.
Herr Dr. Hans Vogel, Physiker in den Badischen Anilin- und Sodafabriken, Oggersheim b. Ludwigshafen a. Rh., Yorkstraße 16.

Seitens des Herrn Dr. W. Hort, Berlin-Charlottenburg:
Herr Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. D. Holde, Berlin-Friedenau, Wiesbadenerstraße 8.
Herr Dr. Retzow, Physiker der A. E. A.-Apparatefabrik, Berlin N., Kesselstraße 9.
Herr Prof. Dr. E Salkowski, Hannover, Militärstraße 18.

Seitens des Herrn Dr. Janicki, Berlin:
Herr Emil Waltz, Obering., Berlin-Südende, Halskestraße 44.

Seitens des Herrn Prof. Dr. F. Jentzsch, Gießen:
Herr Joseph Merzkirch, Marburg, Kugelgasse 15.
Herr Otto Reeb, cand. phil., Gießen, Neuen Bäue 29.

Seitens des Herrn Prof. Dr. H. Mache, Wien:
Herr Erich Gross, Ingenieur, Wien II, Taborstr. 24a.

Seitens des Herrn Dr. Mey, Berlin:
Herr Matthias Adolf, Oberingenieur, Charlottenburg, Kaiserdamm 85, i. Fa. A. E. G. Apparatefabrik.

Seitens des Herrn Prof. Dr. R. Pohl, Göttingen:
Herr Ferdinand Müller, cand. phys., Göttingen, Kreuzbergweg 11.

Seitens des Herrn Direktor O. Richter, Kiel:
Herr A. Chappuzeau, cand. phil., Kiel, Fleckenstraße 20 B.

Seitens des Herrn Dr. A. Riede, Karlsruhe:
Herr Prof. Dr. R. Schachenmeier, Karlsruhe, Haydnplatz 3.

Seitens des Herrn Dr. Salinger, Berlin:
Herr Kupfmüller, Berlin-Schöneberg, Rubensstr. 16.

Seitens des Herrn Prof. Dr. H. Scholl, Leipzig:
Herr Postrat Fritz Ambrosius, Leipzig, Elisenstraße 102.
Herr Studienrat Dr. H. Bier, Leipzig, Hardenbergstraße 43.
Herr Geh. Rat Prof. Dr. Th. Des Coudres, Leipzig, Linnéstraße 4.
Herr Studienrat Fritz Dühring, Leipzig, Zentralstr. 1.
Herr Studienrat Dürll, Leipzig, Kronprinzstr. 43 II r.
Herr Studienrat Fochtmann, Leipzig, Kantstraße 12 II.
Herr Studienrat Dr. Geipel, Leipz.-Lindenau, Leutzscherstraße 76.
Herr Studienrat Glass, Leipzig-Gohlis, Kaiser Friedrichstraße 35.
Herr Dr. Oskar Hahn, Vereinigte elektrochemische Fabriken Markranstädt (Sachsen).
Herr Studienrat Hamann, Leipzig-Gohlis, Weinligstraße 14.
Firma August Hopfer & Eisenstuck, Ingenieurbüro, Leipzig, Zeitzerstraße 35.
Herr Prof. Dr. George Jaffé, Leipzig, Ferdinand Rhodestraße 26.
Herr Privatdozent Dr. Felix Kämpf, Ötzsch b. Leipzig, Dorfstraße 10b I.
Herr August Karolus, cand. phys., Leipzig, Linnéstraße 5.
Herr Fabrikbesitzer Fritz Kohl, Leipzig, Brüderstraße 55.
Herr Privatdozent Dr. Willy Möbius, Leipzig, Linnéstraße 5.
Herr Patentanwalt Dr.-Ing. Berth. Monasch, Leipzig, Lessingstraße 24.
Firma Wilhelm Morell, A.-G., Leipzig, Apelstraße 4.
Herr Studienrat Pickert, Leipzig, Steinstraße 13.
Herr Prof. Dr. Karl Potzger, Leipzig, Moltkestr. 52.
Herr Prokurist Arthur Ranft, Leipzig-Schleußig, Schnorrstraße 9.
Herr Dr. Sängerwald, Leipzig, Auenstraße 28.
Herr Studienrat Schulze, Leipzig, Hardenbergstraße 48.
Herr Patentanwalt Dr.-Ing. F. Spielmann, Leipzig, Hainstraße 20/24 III.
Herr Studienrat Weis, Leipzig-Reudnitz, Nostizstr. 43.
Herr Oberstudienrat Dr. Wiegner, Leipzig, Crusiusstraße 5.

Seitens des Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Schumann, Jena:
Herr Dr.-Ing. Elsner, Stadtbaurat, Jena, Wörthstr. 7.
Herr Göbeler, cand. phys., Jena, Inselplatz 1.
Herr Dr. F. Kittelmann, Weimar, Ettersburgerstr. 32.
Herr Obering. Kotthaus, Firma Carl Zeiß, Jena, Reuterstraße 59.
Herr Dr. phil. Lange, Jena, Stoy-Straße 4.
Herr Kapitänleutnant a. D. Petersen, Jena, Blumenstraße 5.
Herr Pötzel, Ing., Jena, Otto Schottstraße.
Herr Reinhardt, cand. phys., Jena, Wagnergasse 3.
Herr Dr. phil. Zschimmer, Jena, Reuterstraße 59.

Seitens des Herrn Ernst Wellmann, Siemensstadt:
Firma Deutsche Fernkabel-Gesellschaft m. b. H., Berlin-Charlottenburg, Rognitzstraße 8.

Seitens des Herrn Dr.-Ing. Wildhagen, Mannheim:
Herr Dipl.-Ing. Seefeldner, Ludwigshafen a. Rh., Deffregerstraße 8.

Seitens des Herrn Prof. Dr.-Ing. Wüst, Düsseldorf:
Herr Dr. Franz Wever, Vorsteher der physik. Abteilung am Eisenforschungsinstitut, Düsseldorf, Gerhardstraße, Postfach 626.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. Erich Geissler, jetzt Charlottenburg 1, Charlottenburger Ufer 15.
Herr Dr. Fritz Noack, jetzt Berlin-Schlachtensee, Waldemarstraße 54.
Sämtliche Schriftsachen für Herrn Dr. Werner Loest sind von jetzt ab bis auf weiteres an Frau Anna Loest, Berlin-Neukölln, Bergstraße 112, zu senden.
Herr Dr. G. Messtorf, jetzt Berlin-Schöneberg, Wexstraße 61, bei Frau Michel.
Herr Dr. Curt Ridder (nicht Rideler) wohnt Stuttgart, Kasernenstraße 46.

Berichtigungen.

Herr Direktor Johannes Dönitz (nicht L. Dönitz), Hermsdorf, S.-A.
Herr Dr. Ernst Wagner (nicht Dr. K. Wagner), Jena, Jenergasse 15 II.

Ausgeschieden.

Herr C. Bohnenberger, Direktor, Darmstadt, Niederramstädterstraße 24,
Herr Dr.-Ing. C. Subkis, Wilmersdorf, Aachenerstraße 39,
Herr Justin Westhoff, Düsseldorf, Sternstraße 43,
sind aus der Mitgliederliste zu streichen.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Jena.

Sitzung am 14. Juli 1921.

Tagesordnung:

Herr Dr. Busch über: Labilitätserscheinungen bei elektrischen Stromkreisen und Maschinen (mit Experimenten).

Dr. Edler, Schriftführer.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1921 | Zweiter Jahrgang | Nr. 9

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Die technische Physik und die Physikalisch-Technische Reichsanstalt.

Von E. Warburg.

1. Anwendungen physikalischer Gesetze und Messungen auf die Lösung technischer Probleme hat man bereits seit langer Zeit gemacht. So studierte um 1760 James Watt den Sättigungsdruck und die latente Wärme des Wasserdampfes mit Bezug auf die Dampfmaschine, und Fraunhofer unternahm 1815 Bestimmungen der Dispersion verschiedener Glassorten in bezug auf die Vervollkommnung astronomischer Fernrohre. Doch standen diese Fälle ziemlich vereinzelt da. Seitdem aber das Aufblühen der Firma Carl Zeiss unter der Leitung Abbes schlagend gezeigt hatte, welches Übergewicht eine Fabrikation dadurch erlangen kann, daß sie von streng wissenschaftlichen Prinzipien abhängig gemacht wird, und seitdem die aus der Physik hervorgegangene Elektrotechnik durch Siemens' Erfindung der Dynamomaschine einen mächtigen Aufschwung genommen hatte, begann die Wissenschaft der Physik in einem früher nicht gekannten Maße in die Werkstätten einzudringen. So entstand der Begriff des technischen Physikers, dessen Arbeit sich zwar hinsichtlich der Methoden nicht von der Arbeit des reinen Physikers unterscheidet, aber durch die Richtung auf das praktisch Verwertbare und Ökonomische einen besonderen Charakter erhält und zum Teil besondere Kenntnisse und Fertigkeiten erfordert. Bei dem Fortschreiten dieser Entwicklung regte sich bei den technischen Physikern, deren Zahl rapide anwuchs, die Empfindung, daß ihre Interessen der Vertretung durch einen besonderen Verein bedürften. So kam es im Jahre 1919 zur Gründung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik und der Zeitschrift für technische Physik. Hierzu hat vielleicht der Umstand mitgewirkt, daß das Augenmerk der reinen Physik zurzeit besonders auf Atomistik und Relativitätstheorie gerichtet ist, Gebiete, welche vorläufig wenig Ausblicke auf praktische Anwendung eröffnen. Jedenfalls hat das schnelle Aufblühen der neuen Gesellschaft bewiesen, daß ihre Gründung zeitgemäß war.[1])

2. Aber nachdem auf diese Weise bis zu einem gewissen Grade eine Trennung zwischen der reinen und der technischen Physik sich vollzogen hat, ist es am Platze, auf die Interessengemeinschaft beider hinzuweisen. Einerseits pflegt die Eröffnung völlig neuer Bahnen und Industriezweige von der reinen Physik auszugehen und andererseits zieht die reine Physik aus den technischen Anwendungen unberechenbaren Nutzen. Für beides ist die Entdeckung der elektromagnetischen Induktion durch Faraday und die Erfindung der Dynamomaschine durch Werner Siemens ein gutes Beispiel. In der Tat werden die neuen Wege von der Wissenschaft traciert und alsdann von der Technik zu breiten und bequemen Straßen ausgebaut, auf denen wieder die Wissenschaft neues Terrain leichter erreicht. Diese Erwägungen führen zu dem Schluß, daß der Kontakt zwischen der reinen und der technischen Physik mit allen Mitteln aufrecht erhalten werden sollte. Zwar ist bei der Gründung der neuen Gesellschaft für technische Physik von Herrn Dr. Gehlhoff betont worden, daß diese Gründung „keinenfalls einen unfreundlichen Akt gegen die bereits bestehende und außerordentlich nutzbringende Arbeit leistende Deutsche physikalische Gesellschaft bedeuten solle, daß vielmehr auf den verschiedensten Gebieten innigste Zusammenarbeit möglich und nötig sei und der

[1]) In London ist kürzlich ein Institut für technische Physik gegründet worden.



technische Physiker nach wie vor auf der reinen Physik fuße"[1]; doch läßt es sich nicht leugnen, daß für solche Zusammenarbeit das Bestehen zweier gesonderter Gesellschaften für jene beiden Zweige eines Stammes nicht günstig ist.

3. Unter diesen Umständen erscheint es von großem Wert, daß Deutschland in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ein Institut besitzt, welches zum Zweck der Zusammenarbeit zwischen reiner und technischer Physik errichtet und diesem Plan gemäß nunmehr über ein Menschenalter hindurch fortgeführt ist. In der Tat, wenn die Schriftleitung dieser Zeitschrift mich aufgefordert hat, mich über die Bedeutung der Reichsanstalt für die technische Physik zu äußern, so erblicke ich diese Bedeutung in erster Linie in dem erwähnten Moment. Von diesem Standpunkt aus ist es von Interesse, hier an das zu erinnern, was bei der Gründung der Anstalt von den berufensten Vertretern der reinen und angewandten Physik, nämlich von Helmholtz und Siemens, über das Verhältnis beider geäußert wurde.[2] „Fast ohne Ausnahme", sagt Siemens, „sind es naturwissenschaftliche Entdeckungen oft sehr unscheinbarer Art, welche neue Bahnen eröffnen und wichtige Industriezweige neu erschließen oder neu beleben. Ob die Entdeckung einer naturwissenschaftlichen Tatsache technisch verwendbar ist, ergibt sich in der Regel erst nach ihrer vollständigen systematischen Bearbeitung, d. h. erst nach längerer Zeit. Darum darf der wissenschaftliche Fortschritt nicht von materiellen Interessen abhängig gemacht werden." Er wünschte also im Interesse der Technik ein rein wissenschaftliches Institut; und so kam es, daß in der Gründungskommission von dem Vorsitzenden Weymann die Frage gestellt werden konnte, ob die Anstalt auf ein physikalisch-wissenschaftliches Institut zu beschränken oder mit einer mehr praktischen Abteilung zu versehen sei. Diese Frage wurde von Helmholtz nachdrücklich zugunsten der zweiten Alternative beantwortet, da die Förderung technischer Zwecke noch mehr zu den Aufgaben des Reiches gehöre, als bloß wissenschaftliche Institute. Das geplante Institut würde sich von seinem ursprünglichen Zweck entfernen, wenn nicht die technische Seite betont und die Förderung der deutschen Industrie und Technik im nationalen Interesse als Hauptaufgabe mit genommen werde. In der lebendigen Wechselwirkung würden beide Abteilungen am besten gedeihen."

4. Diesen Anschauungen entsprechend wurde die Anstalt in zwei Abteilungen, eine rein wissenschaftliche und eine technisch-wissenschaftliche gegliedert. Indessen zeigten sich bei der weiteren Entwicklung Mängel dieser Organisation, indem in den beiden Abteilungen, von denen jede einem Direktor unterstellt war, Parallellaboratorien für dasselbe Gebiet sich bildeten, welche nicht mehr in der wünschenswerten Weise kooperierten. Zur Beseitigung dieses Übelstandes wurde daher im Jahre 1914 die Anstalt der Hauptsache nach in drei große Abteilungen für Optik, Elektrizität und Wärme gegliedert, deren jede in zwei Unterabteilungen, eine rein wissenschaftliche und eine technisch-wissenschaftliche, zerfällt. Indem jede der drei Abteilungen einem Direktor untersteht, ist das fruchtbare Zusammenwirken der beiden Unterabteilungen gewährleistet. Diese Einrichtung hat sich bewährt. Übrigens wird nicht ängstlich an jener Scheidung festgehalten, vielmehr eine wissenschaftliche Aufgabe, für welche eine technische Unterabteilung in personeller und sachlicher Hinsicht besonders gut ausgerüstet ist, von dieser Unterabteilung bearbeitet.

5. Es ist nun leicht einzusehen, wie an der Anstalt die rein wissenschaftlichen und die technischen Arbeiten sich gegenseitig fördern. Die technische Arbeit besteht zum großen Teil in der Vornahme von Prüfungen, die Grundlagen für diese werden aber großenteils durch rein wissenschaftliche Arbeit geliefert. Beispielsweise beruhen die thermometrischen Eichungen auf der Definition einer festen Temperaturskala mittels des Platinthermometers und thermometrischer Fixpunkte, wobei diese Temperaturskala so eingerichtet ist, daß sie möglichst genau mit der absoluten thermodynamischen Skala übereinstimmt; ferner ist die Grundlage für die pyrometrischen Eichungen die Bestimmung der zweiten Konstante des Wien-Planckschen Gesetzes der Hohlraumstrahlung. Die genannten Grundlagen sind in der Reichsanstalt durch rein wissenschaftliche Arbeiten geliefert worden. Andererseits werden die wissenschaftlichen Arbeiten wesentlich dadurch erleichtert, daß die für sie erforderlichen Eichungen von Thermometern jeder Art, elektrischen Widerständen, Manometern, Maßstäben u. a. auf Wunsch sofort von den wohleingerichteten Prüfungslaboratorien geliefert werden.

6. Noch an einer anderen Stelle treffen in der Reichsanstalt die Interessen der reinen und technischen Physik zusammen, nämlich auf dem Gebiet der Präzisionsmessungen, welches an der Reichsanstalt besonders eifrig gepflegt wird. Während nämlich für viele Fragen eine mäßige Genauigkeit ausreicht, gibt es doch Probleme, sowohl rein wissenschaftlicher wie technischer Art, welche die äußerste Genauigkeit verlangen, die erreicht werden kann. Um an einige technische Probleme dieser Art zu erinnern, müssen bei der Anfertigung von Maschinenteilen wie von Scheiben und Achsenlagern die Abmessungen zum mindesten auf $^1/_{100}$ mm

[1] Zeitschr. f. techn. Physik Jahrg. 1 (1920), S. 5.
[2] Die Naturwiss. Jahrg. 4 (1916), S. 795—796.

genau eingehalten werden, wobei aber die Technik bestrebt ist, noch weiter zu kommen und jedenfalls für die von ihr zu benutzenden Normalien wie Endmaße und Bolzen die höchste Genauigkeit verlangt, welche erzielt werden kann. Auch die optische Saccharimetrie beansprucht angesichts der großen hier in Betracht kommenden Werte das höchste erreichbare Maß von Genauigkeit. Aber auch die Präzisionsarbeit auf dem Gebiet der reinen Physik kommt der Technik zugute, indem die dabei sich ergebenden Forderungen den Fabrikanten nötigen, bei der Anfertigung der Instrumente erhöhte Genauigkeit anzustreben. Seitdem die Interferenzspektroskopie an die Planparallelität der Glasplatten die höchsten Anforderungen stellt, hat die Kunst, hier die Fehler auf das Äußerste herabzusetzen, außerordentliche Fortschritte gemacht.

7. Endlich kommt für das Zusammenwirken von reiner und technischer Physik an der Reichsanstalt als imponderabile hinzu, daß hier die Verbindung zwischen Theorie und Praxis einerseits die wissenschaftliche Arbeit vor unfruchtbaren Abwegen schützt, andererseits bei der technischen Arbeit auf streng wissenschaftliche Behandlung hinwirkt.

8. In den 90er Jahren hat sich eine Richtung hervorgetan, welche die Arbeit des rein wissenschaftlichen Forschers geringschätzig beurteilt, sofern er es verschmäht, seine Ergebnisse für die Technik nutzbar zu machen, wobei die Universitäten als die grauen Stätten scholastischer Gelehrsamkeit bezeichnet wurden. Andererseits kommt es wohl zuweilen vor, daß der reine Gelehrte den Techniker etwas von oben herunter behandelt. In vollem Gegensatz zu beiden Anschauungen stehen die Ideen, welche Helmholtz und Siemens bei der Gründung der Reichsanstalt geäußert haben, und es steht zu hoffen, daß das Beispiel des von ihnen nach diesen Ideen ins Leben gerufenen Instituts dahin wirken wird, die Verbindung zwischen reiner und technischer Physik immer enger zu knüpfen.[1])

[1]) Weitere Ausführungen zu den hier besprochenen Fragen finden sich in folgenden Veröffentlichungen des Verfassers:

Die Phys.-Techn. Reichsanst. in Charlottenburg. Vortrag, gehalten in der Vollversammlung des Österreich. Ingenieur- und Architektenvereins. Verlag von J. C. B. Mohr, Tübingen 1908.

Über die Entwicklung der Starkstromtechnik und über deren Beziehungen zur Phys.-Techn. Reichsanst. Internation Monatsschrift für Wissenschaft, Kunst und Technik, Jahrg. 8 (1914), S. 913.

Verhältnis der Präzisionsmessungen zu den allgemeinen Zielen der Physik. Kultur der Gegenwart, Bd. Physik, S. 653. Verlag von B. G. Teubner, Leipzig 1915.

Werner Siemens und die Phys.-Techn. Reichsanst. Die Naturwiss. Jahrg. 4 (1916), S. 793.

(Eingegangen am 4. Juli 1921.)

Neue Forschungen über den Atomkern.

Von W. Rihl.

Im Jahre 1919 hatte Rutherford vier aufsehenerregende Arbeiten veröffentlicht, in denen die Wirkung von α-Strahlen auf die Atome leichter Gase untersucht worden war. Über diese Arbeiten wurde im vorigen Jahre in dieser Zeitschrift berichtet.[1]) Das Ergebnis dieser Forschungen war kurz zusammengefaßt folgendes:

Rutherford ließ α-Teilchen, die von einem aktiven Radium-C-Präparat ausgingen und deren Reichweite in Luft 6,94 cm beträgt, in einem Rohr auf Wasserstoffatome aufprallen. Er konnte dann mittels Szintillationen auf einem Zinksulfidschirm eine Strahlung, die sogenannte H-Strahlung, mit einer Reichweite von 28 cm beobachten und nachweisen, daß es sich hierbei um Wasserstoffkerne mit der Masse 1 und der Ladung 1 handelte, die unter gewissen Bedingungen durch die auftreffenden α-Teilchen beschleunigt wurden und dadurch eine Reichweite erlangten, die annähernd viermal so groß war, als die Reichweite der erregenden α-Strahlen. Damit eine solche hohe Beschleunigung des Wasserstoffteilchens zustande kam, mußte das α-Teilchen auf seiner Bahn in unmittelbare Nähe des Wasserstoffatomkernes gelangen. Die Abstände, die hierfür nötig waren. ermittelte Rutherford zu ungefähr $2{,}4 \cdot 10^{-13}$ cm, Das α-Teilchen, welches ja nichts anderes ist, als ein zweifach geladener Heliumkern, hält bei diesem Zusammenprall den Stoß aus, ohne in seine Bestandteile zerlegt zu werden; es ist also äußerst stabil.

Außer in Wasserstoff stellte Rutherford die gleichen Versuche auch in Stickstoff und Sauerstoff bzw. in Luft an. In Stickstoff konnte Rutherford beim Beschuß mit α-Teilchen ebenfalls Strahlen mit einer Reichweite von 28 cm beobachten, die er damals noch nicht ganz sicher als hochgeschwinde Wasserstoffteilchen ansah. Es wurde damit zum ersten Male eine Atomkernzerlegung eines nicht radioaktiven Elementes beobachtet. Entweder war aus dem Stickstoffkern ein Bestandteil, ein Wasserstoffkern, fortgeschleudert worden, oder es lag die Möglichkeit vor, daß diese Strahlen von 28 cm Reichweite Strahlen bisher unbekannter Teilchen vom Atomgewicht 2 seien.

Außer den Strahlen mit langer Reichweite traten auch noch Strahlen mit einer Reichweite von 9 cm auf, die sogenannten N-Strahlen; in Sauerstoff beobachtete Rutherford ebenfalls Teilchen mit einer Reichweite von 9 cm, die er O-Strahlen nannte. Er stellte sich vor, daß diese N- und O-Teilchen Atome seien, die durch die

[1]) Zeitschr. f. techn. Physik 1920, S. 159.

Gasmasse hindurchflogen, bis sie den Zinksulfidschirm szintillierend zum Aufleuchten brachten. Lenz[1]) hat damals auf die Schwierigkeit hingewiesen, die entsteht, wenn man sich vorstellt, daß diese N- und O-Teilchen mit einem ganzen Gürtel von Elektronen versehen mit so großer Geschwindigkeit durch die Gasmasse fliegen. Andererseits ist es merkwürdig, daß beide Strahlen, die O- und N-Strahlen, die gleiche Reichweite von 9 cm aufweisen, obwohl eine Rechnung, die von den mechanischen Gesetzen des freien Stoßes ausgeht, entsprechend der verschiedenen Masse der N- und O-Atome verschiedene Geschwindigkeiten und folglich auch verschiedene Reichweiten bei ein und derselben auftreffenden kinetischen Energie ergeben müßte.

Bedeutet nämlich r die Reichweite des gestoßenen Teilchens, R die Reichweite des stoßenden α-Teilchens, u die Geschwindigkeit des gestoßenen Teilchens nach dem Stoß, v die Geschwindigkeit des auftreffenden α-Teilchens, m die Masse des gestoßenen Teilchens und M die Masse des stoßenden α-Teilchens, so folgt aus den Stoßgesetzen der Mechanik:

$$r = R \cdot \left(\frac{u}{v}\right)^3 \cdot \frac{m}{M} \cdot$$

Für α-Strahlen von Radium-C beträgt $R = 6{,}94$ cm. Mit Hilfe dieser Formel ist die folgende Tabelle berechnet worden, die das Geschwindigkeitsverhältnis vor und nach dem Stoß, sowie das Reichweitenverhältnis angibt, unter der Voraussetzung, daß es sich nur um einen freien Stoß handelt, ohne andere beteiligte Energie, als die des aufprallenden α-Teilchens.

Gestoßenes Teilchen	Masse	Ladung	u/v	r/R ($R = 6{,}94$ cm)	r cm
H	1	1	1,6	4,1	28,5
hyp. (H) .	2	1	1,33	4,6	32,0
hyp. (H) .	3	1	1,14	4,4 [2])	30,6
hyp. (He)	3	2		1,1	7,6
He	4	1	1,0	4,0	27,7
	4	2		1,0	6,9
C	12	1	0,5	1,5	10,2
	12	2		0,4	2,8
N	14	1	0,4	1,3	9,0
O	16	1	0,4	1,1	7,6
F	19	1	0,35	0,9	6,2

Aus dieser Tabelle ersieht man, daß das Stickstoffatom, wenn es eine einfache Ladung trägt, eine Reichweite von 9,0 cm und das Sauerstoffatom die kleinere Reichweite von 7,6 cm erhalten müßte. Lenz versuchte die Schwierigkeit, daß es sich bei den N- und O-Strahlen um vollständige Atome mit ihren äußeren Elektronen handelt, zu umgehen, indem er annahm, daß die fortgeschleuderten Teilchen α-Teilchen mit von der Abspaltung her erhöhter Energie seien. Doch weist Smekal[1]) darauf hin, daß das nicht sein kann, da Rutherford ausdrücklich bemerkt, die N-Strahlen szintillierten 1,5 cm vor dem Ende ihrer Reichweite ebenso hell, wie die α-Strahlen 1 cm vorher.

Smekal fragt daher, ob es denn überhaupt möglich sei, daß Stickstoff- oder Sauerstoffatome mit ihren äußeren Elektronen fortgeschleudert werden, und kann aus einer Energiebetrachtung heraus zeigen, daß, rein energetisch betrachtet, die Energie selbst der langsamsten α-Strahlen, das sind die von Uran I, vollauf ausreichen würde, um die äußeren Elektronen alle, selbst der Elemente mit dem höchsten Atomgewicht, vollständig abzulösen, also zu ionisieren. Smekal rechnet aus, daß z. B. für Helium nach den Franck- und Knippingschen Messungen die Ablösespannung beider Elektronen 79,5 Volt beträgt, während die Energie eines Strahles von Uran I $4 \cdot 10^6$ Volt entspricht. Selbst für Uran mit der Ordnungszahl 92 berechnet Smekal die obere Grenze für die Ablösungsspannung sämtlicher äußeren Elektronen aus der zum Ablösen eines Elektrons im innersten Bohrschen Ring erforderlichen Energie mit 10^7 Volt. Die wirklich erforderliche Energie muß weit unter diesem Grenzwert liegen; somit ist die kinetische Energie selbst langsamster α-Strahlen immer noch groß genug, alle äußeren Elektronen abzuspalten. Es ist also energetisch wahrscheinlich, daß es sich bei den fortgestoßenen Teilchen nicht um Atome, sondern um von ihren äußeren Elektronen befreite Atomkerne handelt. Vollständige Klarheit über die Natur dieser O- und N-Strahlen können aber Versuche bringen, die die Ablenkung der Teilchen im magnetischen und am besten auch im elektrischen Felde zu messen erlauben.

Solche Messungen liegen nun vor. Rutherford hat im Juni 1920 eine Vorlesung[2]) über die Zusammensetzung des Atomkerns gehalten: Nuclear constitution of atoms. Über den Inhalt dieser Vorlesung soll hier berichtet werden. Nach Rutherfords Ausführungen muß man sich den Atomkern aus positiv geladenen Teilchen und Elektronen, den Kernelektronen, zusammengesetzt denken. Beide Teile müssen durch ihre gegenseitige enge Bindung auf den kleinsten Raum zusammengedrängt werden. Daß der Atomkern selbst auch Elektronen enthalten muß, sieht man

[1]) Lenz, Die Naturwiss. 1920, S. 181.

[2]) Rutherford gibt an 5,06; die Zahl scheint, wie schon Smekal bemerkt, auf einem Versehen zu beruhen.

[1]) Smekal, Die Naturwiss. 1921, S. 77.

[2]) Rutherford, Proc. Roy. Soc. A 97 (1920), S. 374.

leicht ein, einmal, weil die radioaktive β-Strahlung ja vom Atomkern ausgeht, und zweitens, weil notwendig anziehende elektrostatische Kräfte, die den Kern zusammenhalten, auftreten müssen. Der Durchmesser eines solchen Atomkernes liegt bei leichten Atomen in der Größenordnung $5 \cdot 10^{-13}$ cm. Der Wasserstoffkern freilich ist noch viel kleiner. Dicht außerhalb dieses Kernes können keine Elektronen im stabilen Gleichgewicht sein. Die äußeren Elektronen wiederum sind so weit entfernt, daß man ihre Wirkung auf den Kern wie Wirkungen zwischen Punktladungen ansehen und berechnen kann. Bei dem geringen Abstande der Kernelektronen untereinander und von den positiven Kernladungen kann man dies nicht, denn unter diesen Bedingungen müssen ganz außergewöhnlich starke Kräfte auftreten, die vielleicht die Kernelektronen deformieren können, zumal man Grund hat anzunehmen, daß innerhalb von Entfernungen, die kleiner sind als $2 \cdot 10^{-13}$ cm, das Coulombsche Gesetz nicht mehr als umgekehrt quadratisches Gesetz, sondern mit einem höheren Exponenten gilt.[1]) Kommt nun bei einem Zusammenstoß mit einem α-Teilchen dieses dem Atomkern so nahe, so kann man sich vorstellen, daß möglicherweise eine Deformation der Kernstruktur erfolgen wird. Näheres darüber läßt sich zurzeit noch nicht aussagen. Das stoßende α-Teilchen selbst hält den Zusammenprall wegen seiner hohen Stabilität aus.

Rutherford untersucht nun die in Stickstoff erhaltenen H-Strahlen von 28 cm Reichweite genauer in bezug auf ihre magnetische Ablenkbarkeit. Er läßt in bekannter Weise ein magnetisches Feld auf sie wirken, das senkrecht zur Flugrichtung gerichtet ist. Dieses ergibt eine Ablenkung der Teilchen proportional $\frac{e}{m \cdot u}$, wenn e die Ladung, m die Masse, u die Geschwindigkeit bedeutet. Die Tabelle zeigt, wie groß der Ausdruck $\frac{e}{m \cdot u}$ werden muß, wenn man ihn für das α-Teilchen (Ladung 2, Masse 4) mit 1 ansetzt.

	Masse	Ladung (Elementarquanten)	Magnetische Ablenkung $\frac{e}{m \cdot u}$
H	1	1	1,25
	2	1	0,75
	3	1	0,58
	4	1	0,50
α	4	2	1
O	16	1	0,31
O	16	2	0,62

Man sieht, daß nur ein Teilchen mit der Masse 1 und der Ladung 1 eine magnetische Ablenkung erfahren kann, die größer ist als die des α-Teilchens. Das Experiment ergibt, auf Vakuum umgerechnet, daß der Ausdruck $\frac{m \cdot u}{e}$ für α-Strahlen von Radium-C gleich $3{,}98 \cdot 10^5$, für die H-Strahlen aber $3{,}1 \cdot 10^5$ wird. Also ist die magnetische Ablenkbarkeit der H-Strahlen größer als die der α-Teilchen, und dies kann, wie die Tabelle lehrt, nur bei einem Wasserstoffkern (Masse 1, Ladung 1) der Fall sein; somit ist im Zusammenhang mit dem über die Reichweite Gesagten die Wasserstoffnatur der Teilchen bewiesen, und die früher angenommene Möglichkeit, daß es sich um hypothetische Teilchen vom Atomgewicht 2 handelt, fällt weg. Die gleiche Ablenkung geben die H-Strahlen, die in Wasserstoff erzeugt sind. In Verbindung mit den schon 1919 veröffentlichten Versuchen steht also nunmehr die Tatsache fest, daß in Stickstoff durch α-Strahlen aus dem Stickstoffatomkern ein Bestandteil, der Wasserstoffatomkern, abgespalten wird und mit großer Geschwindigkeit dahinfliegt. Diese Abspaltung eines Wasserstoffkernes aus einem Stickstoffkern tritt auch in festen Stickstoffverbindungen auf. Rutherford untersuchte Borstickstoff und Natriumnitrid, außer einigen anderen Verbindungen, indem er die Stoffe im pulverförmigen Zustand von α-Strahlen durchdringen ließ. Auch hier ergaben sich H-Strahlen mit großer Reichweite, doch hat Rutherford diese Methode wieder verlassen wegen der Schwierigkeit, mit Sicherheit allen Wasserstoff von vornherein aus der Versuchsanordnung auszuschließen.

Rutherford untersucht weiterhin die Natur der vorher erwähnten O- und N-Strahlen. Er gibt an, daß diese Strahlen glänzender als die H-Strahlen szintillieren und daß ihre Szintillationen mehr denen der α-Teilchen ähneln. Auch hier benutzt er die magnetische Ablenkungsmethode. Er stellt Versuche an einmal in Sauerstoff, wo er Szintillationen von O-Strahlen, und zweitens in Luft, wo er Szintillationen von N-Strahlen in größerer Zahl, einige von O-Strahlen und einige von Wasserstoffkernen aus dem Stickstoff und aus der radioaktiven Quelle beobachtet. Die vergleichende Messung der magnetischen Ablenkbarkeit ergab, daß die Teilchen aus O um 20% mehr abgelenkt wurden als α-Teilchen, die H-Teilchen wiederum werden noch 5% mehr abgelenkt als die Teilchen aus O. Rutherford rechnet jetzt wieder mit den mechanischen Gesetzen des freien Stoßes und sucht über die elektrische Ladung der fraglichen Teilchen eine Aussage zu machen. Nun zeigt die obige Tabelle, daß die magnetische Ablenkung sowohl bei einfach als auch bei doppelt geladenen O-Teilchen, also Masse 16 und Ladung 1 oder 2, geringer sein muß als bei α-Teilchen. Die beobachtete Ab-

[1]) Smekal, Verh. d. Deutsch. phys. Ges. 1920, S. 55.

lenkbarkeit ist aber gerade größer; somit können es auch nicht doppelt geladene Heliumteilchen sein. Eine so große Ablenkung, wie sie beobachtet worden ist, läßt sich nur durch eine zweifache Ladung des Teilchens erklären. Die Masse muß hingegen wegen der großen Reichweite kleiner als 4 sein. Bedeuten M, v, E die Masse, die Geschwindigkeit und die Ladung von α-Teilchen; m, u, E dasselbe für die Teilchen aus O; m', u', e' dasselbe für die H-Teilchen, die nahe der aktiven Quelle entstehen, so ist $\frac{E}{m \cdot u}$ proportional der magnetischen Ablenkung des Teilchens aus O im Vakuum. Unter den Rutherfordschen Versuchsbedingungen entspricht dieser Ablenkung die beobachtete Ablenkung von $1{,}14 \frac{E}{m \cdot u}$. Für das H-Teilchen hingegen ist die Ablenkung anzusetzen mit $1{,}05 \frac{e'}{m' \cdot u'}$. Beachtet man ferner die oben angegebenen relativen Werte der Ablenkungen für die H-Teilchen, α-Teilchen und die Teilchen aus O, so muß die Gleichung gelten:

$$1{,}14 \frac{E}{m \cdot u} = \frac{1}{1{,}05} \, 1{,}05 \frac{e'}{m' \cdot u'} = 1{,}25 \frac{E}{M \cdot v} .$$

Hieraus folgt:

$$\left.\begin{aligned} 1{,}14 \cdot M \cdot v &= 1{,}25 \cdot m \cdot u \\ \text{und, weil } M &= 4, \\ 4{,}56\, v &= 1{,}25 \cdot m \cdot u . \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Ferner ist das Verhältnis r/R der Reichweite des O-Teilchens zur Reichweite des α-Teilchens bekannt: $\frac{r}{R} = \frac{9}{7}$, da ja r unmittelbar gemessen wurde. Dies Verhältnis ist 1,29. Nun war das Reichweitenverhältnis proportional dem Massenverhältnis und proportional der dritten Potenz der Geschwindigkeiten nach dem Stoß; also

$$\left.\begin{aligned} \frac{r}{R} &= \frac{m}{M} \left(\frac{u}{v}\right)^3, \\ 1{,}29 &= \frac{m}{4} \left(\frac{u}{v}\right)^3, \\ 5{,}16\, v^3 &= m\, u^3 . \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Aus (1) und (2) folgt:

$$u = 1{,}19\, v$$

und

$$m = 3{,}1 .$$

Die Abweichung des Wertes für m von der ganzen Zahl kann in Anbetracht der möglichen Fehler nicht überraschen. Die fraglichen Teilchen sind also als Teilchen mit der Masse 3 und der Ladung 2 festgestellt, als Teilchen, die bisher ganz unbekannt waren. Rutherford nennt sie X_3-Teilchen und findet sie sowohl als Bestandteile des Stickstoffatomkernes als auch des Sauerstoffatomkernes.

Da dieser neue X_3-Kern die Kernladungszahl 2 hat, so entspricht er einem Heliumisotop mit einer um eine Einheit verringerten Masse. Wenn dieser Kern mit 2 äußeren Elektronen auftreten würde, so würden wir ein neutrales X_3-Atom vor uns haben. Dieses müßte dem Heliumatom in seinen Eigenschaften sehr ähneln, insbesondere müßte es ein dem Helium sehr ähnliches Spektrum geben. Bei den bisher bekannten isotopen Elementen von hohem Atomgewicht, den radioaktiven Elementen, sind schon theoretisch die Unterschiede der Spektrallinien nur als gering zu erwarten, weil die Atomkerne zweier Isotopen sich in bezug auf ihre Masse nur relativ wenig unterscheiden. Bei Helium und X_3 müßte es anders sein, da der Massenunterschied der Atomkerne 25 % ausmacht und die Lage der Spektrallinien nicht nur von den äußeren Elektronen, sondern auch von der Masse des Atomkernes in bestimmter Weise abhängt. Zwischen den Linien bei X_3 und bei Helium sind nach Smekal Wellenlängenunterschiede von 0,2 bis 0,3 Ångström zu erwarten. Diese Abweichungen sind etwa 10mal so groß als der geringste noch meßbare Unterschied, sie müßten somit leicht beobachtet werden können. Indessen ist es leider fast aussichtslos, das neue Heliumisotop X_3 in spektroskopisch meßbaren Mengen herzustellen. Wie gering die durch Atomzerlegung mittels α-Strahlen erhaltbaren Mengen sind, geht aus einer Bemerkung Rutherfords hervor, der angibt, daß die gesamte Strahlung von einem Gramm Radium in Stickstoff nur $5 \cdot 10^{-4}$ cmm Wasserstoff im Jahr freimachen kann. Hierbei ist allerdings nur von Wasserstoffkernen die Rede, die eine so hohe Energie besitzen, daß sie außerhalb α-Reichweite szintillierend wirken. Betreffs der zur Kernzerlegung erforderlichen Energie stellt sich Rutherford vor, daß möglicherweise die Zerlegung eines Atomkernes auch mit wesentlich kleinerer Energie als der eines α-Strahles vom Radium-C möglich ist und daß die Hauptschwierigkeit darin beruht, das auftreffende Teilchen erst einmal in unmittelbare Nähe des Atomkernes zu bringen. Rutherford vermutet, daß schon die geringere Energie von rasch bewegten Elektronen vielleicht ausreichen könnte, um eine Zerlegung zu bewirken, und da Elektronen vom Atomkern wegen der positiven Ladung des Atomkernes angezogen werden, so würden sie leicht dem Atomkern nahe genug zu bringen sein. Aus diesen Überlegungen heraus hat er Versuche mit β-Strahlen vorgeschlagen, die zurzeit im Cavendish-Laboratorium im Gange sind.

Wir kennen nunmehr drei Elementarbausteine der Atomkerne, nämlich den Wasserstoffkern, den

X_3-Kern und den Heliumkern. Der Heliumkern ist vermutlich wieder aus 4 Wasserstoffkernen und 2 Elektronen zusammengesetzt, denn er trägt eine doppelt positive Ladung. Nach dem von Lenz angegebenen Modell des Heliumkernes kann man mit Hilfe eines Satzes aus der Relativitätstheorie über die Gleichwertigkeit von Masse und Energie Betrachtungen über die Stabilität des Heliumkernes anstellen. Dies hat Lenz[1]) getan. Die Relativitätstheorie lehrt nämlich, daß eine Masse m gleichwertig ist $1/c^2$ mal einer kinetischen Energie E, wo c die Lichtgeschwindigkeit ist: $m = \frac{E}{c^2}$. Berechnet man daher das Atomgewicht des Heliums aus dem des Wasserstoffs, so zeigt sich, daß, da Helium das Atomgewicht 4,002 und Wasserstoff das Atomgewicht 1,00775 hat, die Masse der vier Wasserstoffkerne um 0,029 größer ist als die des Heliumkernes. Dieser Massendefekt des Heliumkernes von 0,029 (als Einheit dient die Masse eines Wasserstoffatomes m_H) entspricht derjenigen Energie, die nötig ist, um den Heliumkern zu zerstören. Die Energie eines α-Teilchens von Radium-C z.B. entspricht nur 0,009 m_H, reicht also zur Zersprengung nicht aus. Der Heliumkern ist daher sehr stabil. Den X_3-Kern muß man sich wegen der doppelten positiven Ladung aus drei Wasserstoffkernen und einem Elektron zusammengesetzt denken. Da es eine große Anzahl von Elementen gibt, deren Atomgewicht eine Zahl $4n + 3$ ist, wo n eine beliebige ganze Zahl bedeutet, so ist es wahrscheinlich, daß beim Aufbau dieser Elemente vom Typ $4n+3$ der X_3-Kern eine besonders wichtige Rolle spielt. Wir werden auf seine Kohäsionsenergie weiter unten zurückkommen.

Rutherford gibt am Schlusse seiner Arbeit noch einige Modelle an, nach denen möglicherweise die Atomkerne einzelner Elemente zusammengesetzt zu denken sind. Er macht diese Angaben mit allem Vorbehalt und spricht ausdrücklich aus, daß es sich nur um mögliche Anordnungen handle, ohne aber andere Möglichkeiten von vornherein auszuschließen. Die Modelle müssen natürlich so aufgebaut sein, daß die erforderliche Masse und die erforderliche Kernladung richtig herauskommt. Die Figuren 1 bis 3 zeigen den vermuteten Aufbau eines Kohlenstoffkernes, eines Stickstoffkernes und eines Sauerstoffkernes. Der Kohlenstoffkern mit der Masse 12 und der Ladung 6 wird aus 4 X_3-Kernen aufgebaut gedacht, die durch 2 Elektronen untereinander verknüpft sind. Ob Kohlenstoff bei Bestrahlung mit α-Strahlen X_3-Kerne ergibt, ist bisher noch unbekannt. Der Stickstoffkern mit der Masse 14 und der Kernladung 7 besteht nach dem Modell aus 4 X_3-Kernen, 2 Wasserstoffkernen und 3 Elektronen, und der Sauerstoffkern mit der Masse 16 und der Kernladung 8 besteht aus 4 X_3-Kernen, 1 Heliumkern und 2 Elektronen. Wird im Stickstoffatom ein Wasserstoffkern abgespaltet, so bleibt

C-Kern

Fig. 1.

ein Kohlenstoffisotop mit der Masse 13 und der Ladung 6 übrig. Verliert das Stickstoffatom einen X_3-Kern und ein Elektron, so bleibt ein Kohlen-

N-Kern

Fig. 2.

stoffisotop mit der Masse 11 und der Ladung 6 zurück. Verliert das Sauerstoffatom einen X_3-Kern, so bleibt als Rest ein Kohlenstoffisotop mit der

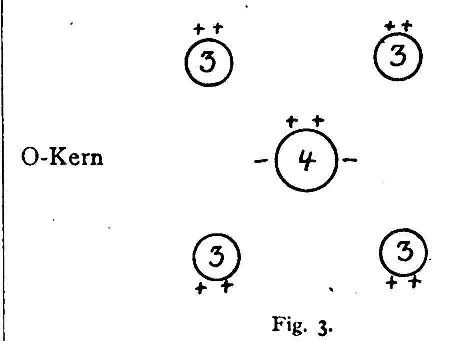


Fig. 3.

Masse 13 und der Ladung 6; verliert es noch dazu ein Elektron, so bleibt ein Stickstoffisotop mit der Masse 13 und der Ladung 7.

E. Gehrcke[1]) hat neuerdings ebenfalls Modelle der Atomkerne von Stickstoff, Sauerstoff, Kohlen-

[1]) Die Naturwiss. 1920, S. 181.

[1]) Phys. Zeitschr. 1921, S. 150.

stoff und anderen Elementen aufgestellt. Er nimmt in seinen Modellen an, daß z. B. im Stickstoffatomkern die aufbauenden Wasserstoffkerne und Kernelektronen nicht in Untergruppen angeordnet sind, sondern daß sie in Form eines Ringes aus 12 Wasserstoffkernen und 6 Elektronen die beiden im Inneren befindlichen Wasserstoffkerne mit einem Elektron umgeben. Entsprechend nimmt er beim Kohlenstoffkern einen völlig symmetrischen Ring aus 12 Wasserstoffkernen und 6 Elektronen an; dieses Modell würde vortrefflich die Sechsecksymmetrie des kristallisierten Graphits erklären. Die Tatsache, daß in Stickstoff bei dem Beschuß mit α-Strahlen X_3-Kerne fortgeschossen werden, scheint allerdings dafür zu sprechen, daß die Wasserstoffkerne und Elektronen beim Stickstoffkern zu Untergruppen von je 3 Wasserstoffkernen, die durch ein Elektron zusammengehalten werden, angeordnet sind, eine Möglichkeit, die Gehrcke auch neben der nicht unterteilten Ringanordnung als vielleicht ebenfalls bestehend ins Auge faßte.

In seiner neuen Veröffentlichung gibt Rutherford an, daß von etwa 300000 α-Teilchen, die auf Stickstoff fallen, längs eines Weges von 1 cm nur ein rascher Wasserstoffkern mit großer Reichweite fortgeschossen wird, weil nur ein α-Teilchen dem Stickstoffkern so nahe kommt, daß eine Zerlegung eintritt. Er gibt weiterhin an, daß in Stickstoff auf 10^6 α-Teilchen etwa 5 bis 10 freigemachte X_3-Kerne kommen, im Mittel also etwa 7 auf 10^6 gegenüber 3 Wasserstoffkernen auf 10^6 α-Teilchen. Es werden also verhältnismäßig etwa doppelt so viel X_3-Kerne entbunden als Wasserstoffkerne. Dies ist auch aus dem oben gezeichneten Kernmodell des Stickstoffatoms zu erwarten, da der Stickstoffkern die doppelte Anzahl X_3-Kerne als Wasserstoffkerne enthält. Hierbei ist allerdings vorausgesetzt, daß ein auftreffendes α-Teilchen nur einen Strahl erzeugt, eine Annahme, die man wohl machen kann, da es unwahrscheinlich ist anzunehmen, daß es zwei Strahlen mit annähernd gleichmäßiger Energieverteilung verursacht. Insgesamt werden also von 10^6 α-Teilchen etwa 10 Stickstoffkerne zerlegt, eine Anzahl, die dem Verhältnis von auf Wasserstoff aufprallenden α-Teilchen zu in Wasserstoff erzeugten Wasserstoffkernen mit großer Geschwindigkeit entspricht.

Smekal stellt Betrachtungen über die Kohäsionsenergie des Stickstoff- und des Sauerstoffkernes an, indem er annimmt, daß die α-Strahlen eine Reichweite von mindestens 2,7 cm haben müssen, damit die durch die Stickstoffzerlegung aufgetretenen X_3-Kerne eine meßbare Reichweite erlangen. Die Energie eines solchen α-Strahles ist nach der relativistischen Massenenergiebetrachtung gleichwertig einer Masse von 0,002 m_H. Dieser Energiebetrag wäre also, wenn die Voraussetzung richtig ist, als obere Grenze der Kohäsionsenergie eines Stickstoffkernes anzusehen.

Beim Sauerstoffkern kommt auf 4 X_3-Kerne ein Heliumkern (s. Fig. 3). Es müßten also, wenn 10^6 α-Teilchen etwa 10 Kerne zerlegen, 8 Zerlegungen hiervon X_3-Kerne freimachen. In der Tat bemerkt Rutherford, daß die Anzahl der aus Sauerstoff freigemachten X_3-Kerne etwas höher ist als die der X_3-Kerne aus Stickstoff. Die Kohäsionsenergie des Sauerstoffkernes nimmt Smekal ebenfalls entsprechend etwa 0,002 m_H an.

Da die Reichweite eines aus Stickstoff entbundenen Wasserstoffkernes gleich der eines Wasserstoffteilchens ist, welches in Wasserstoff durch α-Stoß hoch beschleunigt wurde, so scheint der Wasserstoffkern aus Stickstoff nicht eine merklich höhere Energie zu haben, als ihm der mechanische freie Stoß verleihen würde; er scheint also nicht wesentlich Energie von der Kernzerlegung mitzubekommen. Ein X_3-Kern, der aus Stickstoff freigemacht wird, gewinnt hingegen 8 % an Energie, wie man leicht durch Betrachtung der kinetischen Energien zeigen kann. Es ist nämlich:

$$\frac{\text{kinet. Energie von } X_3}{\text{kinet. Energie von } \alpha} = \frac{3 \cdot 1{,}2^2}{4 \cdot 1^2} = 1{,}08 .$$

Also hat der X_3-Kern 8 % Energie gewonnen, die irgendwie durch Kontraktion des Kernrestes frei geworden sein müssen. Bei rein mechanischem Stoß könnte der X_3-Kern nur 96 % der Energie des α-Teilchens haben. Da die Kerne aus Stickstoff wie aus Sauerstoff die gleiche Reichweite von 9 cm haben, so scheint der Betrag des Energiegewinnes aus der Kernzerlegung in beiden Fällen gleich zu sein.

Ausgehend von den Rutherfordschen Kernmodellen berechnet Smekal das Atomgewicht des neuen Elementes X_3 in folgender Weise: Bedeuten die Symbole N, H, O, X_3 und He gleichzeitig die Atomgewichte der betreffenden Elemente und E die Masse des Elektrons, so folgt aus dem Kernmodell für den Stickstoffkern:

$$\mathrm{N} - 7\,E = 4\,(X_3 - 2\,E) + 2\,(\mathrm{H} - E) + 3\,E$$

oder

$$\mathrm{N} = 4\,X_3 + 2\,\mathrm{H};$$

entsprechend folgt für den Sauerstoffkern:

$$\mathrm{O} = 4\,X_3 + \mathrm{He}.$$

Setzen wir nun die Atomgewichte ein, so ergibt sich aus Stickstoff:

$$X_3 = 2{,}998 \text{ bis } 2{,}999$$

und aus Sauerstoff:

$$X_3 = 2{,}999 \text{ bis } 3{,}000 ,$$

also tatsächlich ein ganzzahliges Atomgewicht.

Hierbei ist allerdings der Einfluß einer etwaigen Energieabgabe bei der Zerspaltung nicht berück-

sichtigt. Da aber die Kohäsionsenergie für den Stickstoff- und für den Sauerstoffkern, wie wir oben sahen, nur gleichwertig einer Masse von 0,002 m_H ist, so kann der Fehler sich höchstens in der dritten Dezimale bemerkbar machen. In entsprechender Weise folgt für den X_3-Kern der Massendefekt bei der Zerlegung in seine Bestandteile aus:

$$3(H - E) + E - (X_3 - 2E)$$

oder

$$3\,H - X_3 = 0{,}024\, m_H\,.$$

Dieser Massendefekt von 0,024 m_H zeigt, daß das X_3-Teilchen zwar nicht so stabil wie ein α-Teilchen ist (hier betrug der Massendefekt 0,029 m_H), daß aber die Stabilität des X_3-Kernes noch völlig ausreichend ist, um der kinetischen Energie eines aufprallenden α-Teilchens von 7 cm Reichweite zu widerstehen (diese Energie entspricht nur 0,009 m_H). Auch aus dem Modell des Kohlenstoffkernes kann man das Atomgewicht von X_3 berechnen, denn es muß sein: $C = 4\,X_3$. Setzt man C = 12,003, so wird X_3 = 3,000 bis 3,001 in Übereinstimmung mit dem obigen. Aus Kohlenstoffkernen freigemachte X_3-Kerne hat Rutherford noch nicht beobachtet.

Smekal weist noch auf eine interessante Möglichkeit hin, auf eine Vermutung, die schon St. Meyer ausgesprochen hat. Es ist nämlich nicht unmöglich, daß auch bei dem Zerfall radioaktiver Elemente eine X_3-Umwandlung auftritt, und zwar kommt hierfür die Gabelungsstelle, an der sich die Aktiniumreihe von der Uranreihe trennt, in Betracht. Wie das folgende Zerfallsbild zeigt,

U I (238) —α→ U X_1 (234) —β→ U X_2 (234) —β→ U II (234)

U II —X_3→ U Y (231) —β→ Pa (231) —α→ Ac (227) —β→ Ra Ac (227)

U II —α→ Jo (230) —α→ Ra (226) —α→ RaEm (222) —α→

tritt beim Uran II eine Spaltung ein. Man nahm bisher an, daß das Uran II zweierlei α-Strahlung aussendet, und zwar sollte bei der einen α-Strahlung der Zerfall in Jonium und weiterhin in Radium auftreten, und beim anderen α-Zerfall Uran-Y und weiterhin Protaktinium und die Aktiniumreihe entstehen. Nach Hahn und Meitner entstehen 3 bis 4% Uran-Y und etwa 97% Jonium. St. Meyer vermutet nun, daß der Zerfall nach Uran-Y kein α-Zerfall ist, sondern daß es sich hierbei um Abspaltung von X_3-Kernen aus dem Uran II-Kern handelt. Es müßte dann natürlich das Atomgewicht des Uran-Y um 3 Einheiten geringer sein als das des Uran II und die Atomgewichte des Protaktiniums und seiner Abkömmlinge müßten die in Klammern angegebenen Werte annehmen.

Die experimentelle Atomgewichtsbestimmung des Protaktiniums steht noch aus, ist aber in einiger Zeit zu erwarten. Sie wird völlige Klarheit geben können, ob sich die Annahme der X_3-Kernabspaltung vom Uran II halten läßt oder nicht. Bei Radioaktinium, dem Abkömmling des Aktiniums, beobachtet man zweierlei α-Strahlung, die eine mit einer Reichweite von 4,61 cm, die andere von 4,2 cm. Auch hier wäre nach St. Meyer eine X_3-Kernabspaltung möglich. Smekal versucht, ein Modell des Uran II-Kernes aufzubauen, und kommt zu der Annahme, daß der Uran II-Kern (Atomgewicht von Uran II 234) aus 57 Heliumkernen, 2 X_3-Kernen und 28 Elektronen aufgebaut ist; denn wenn überhaupt X_3-Kerne auftreten, müssen sie in gerader Zahl auftreten, da das Atomgewicht vom Uran II vom Typ $4n + 2$ ist, wo n eine ganze Zahl bedeutet. Mehr als 2 X_3-Kerne würden aber zu falschen Verhältniszahlen zwischen entstehendem Uran-Y und Jonium führen, denn das Verhältnis 2:57 entspricht 3,4%. Also müßten 3,4% aller zerfallenden Atome in Uran-Y zerfallen. Das ist aber gerade das von Hahn und Meitner beobachtete Verhältnis. Der noch übrig bleibende zweite X_3-Kern könnte dann möglicherweise beim Zerfall von Radioaktinium abgespalten werden.

Über diese interessante Annahme läßt sich jetzt noch kein abschließendes Urteil fällen. Es sei im Zusammenhang damit erwähnt, daß L. Meitner[1]) in einer neuen Arbeit Betrachtungen über den Zerfall der radioaktiven Atome anstellt und zu dem Ergebnis kommt, daß die Kerne radioaktiver Elemente sich aus α-Teilen (also doppelt positiv geladenen Teilen), ferner neutralisierten α-Teilen, also α-Teilen + 2 Elektronen (diese bezeichnet L. Meitner mit α'), Wasserstoffkernen und zu den Wasserstoffkernen gehörigen Elektronen zusammensetzen. Bei dieser Annahme sind dann gewisse Zerfallfolgen gegeben. Es können nämlich

1. eine Reihe von α-Zerlegungen aufeinander folgen: $\alpha - \alpha - \alpha \ldots$,
2. auf Abspaltung eines neutralen Heliumkernes können 2 Elektronen folgen: $\alpha' - \beta - \beta$,
3. auf ein β-Teilchen folgt eine Gabelung unter Verlust eines β- oder eines α'-Teilchens, denen dann ein α'- und ein β-Teilchen folgen: $\beta <{\beta\ \alpha' \atop \alpha'\ \beta'}>$,
4. es tritt eine Gabelung $<{\alpha \atop \alpha'}$ oder $<{\alpha \atop \beta}$ auf und dann zwei selbständige Reihen.

1) Zeitschr. f. Physik 4 (1921), S. 146.

Alle diese Fälle 1 bis 4 sind tatsächlich bekannt, und der Zerfall aller bisher bekannten radioaktiven Elemente geschieht nach einer dieser vier Zerfallfolgen. Wenn man nun bei Uran II einen α'-Zerfall nach Uran-Y annimmt — eine andere Annahme scheint L. Meitner nicht möglich, sie vermeidet also die Annahme einer X_3-Abspaltung —, dann stimmt die weitere Zerfallfolge von Uran-Y bis zum Radioaktinium $\alpha'-\beta-\alpha-\beta$ nicht mit dem zu erwartenden Schema $\alpha'-\beta-\beta$, welches sonst überall stimmt. Es erscheint also auch im Hinblick auf diese Arbeit möglich, daß man doch außer dem Zerfall in geladene oder neutrale Heliumatome stellenweise sich einen Zerfall in X_3-Kerne denken kann.[1])

Wir sind am Ende unseres Überblickes über die neuen Ergebnisse, die den Bau des Atomkernes betreffen. Diese Arbeiten haben uns gelehrt, daß die Atomkerne aus Wasserstoffkernen, aus X_3-Kernen und aus Heliumkernen aufgebaut sind, und daß diese letzteren wieder aus den Urbausteinen des Wasserstoffkernes und des Elektrons zusammengefügt sind. Wir haben gesehen, daß beim Zertrümmern von Atomkernen Energie frei werden kann. Der umgekehrte Vorgang, die Atomkerne zusammenzusetzen, ist uns bisher noch nirgends gelungen. Wenn es gelänge, 4 Wasserstoffkerne zu einem Heliumkern zu verbinden, so würde eine Energie entsprechend dem Massendefekt von 0,029 m_H, das wäre $4{,}5 \cdot 10^{-5}$ erg, frei werden. Man sieht ohne weiteres ein, daß, wenn wir die Möglichkeit hätten, nennenswerte Mengen Helium auf diese Weise zu erzeugen, wir ungeheure Energiemengen gewinnen würden. Leider ist diese Aufgabe aber aussichtslos, denn um die Wasserstoffkerne zu einem Heliumkern zusammenzufügen, müßten wir sie einander bis auf etwa $2 \cdot 10^{-13}$ cm nähern, und hierbei müßten die auftretenden gewaltigen Coulombschen Abstoßungskräfte überwunden werden, die beispielsweise bei 2 Wasserstoffkernen im genannten Abstande 6 kg betragen. Man sieht, daß es leider völlig unmöglich scheint, durch hohe Drucke oder irgendwie sonst jemals diesen Plan auszuführen, und daher empfiehlt sich überhaupt eine gewisse Skepsis gegenüber Nachrichten über eine ungeheuer große Energieausbeute aus dem Zerfall von Atomkernen oder aus ähnlichen Vorgängen, wie diese in jüngster Zeit in der Tagespresse umgelaufen sind.

[1]) Anmerkung bei der Korrektur. M. C. Neuberger, Die Naturwiss. 1921, S. 235, glaubt, daß O. Hahns neu entdecktes Element Uran Z ein Abkömmling des U I mittels X_3-Kernabspaltung ist.

(Eingegangen am 28. März 1921.)

Englische U.-Boot-Abwehr.[1])

Von A. du Bois-Reymond.

Wenn es uns gelungen wäre, die Engländer zu besiegen oder auch nur zu zwingen, mit uns zu paktieren, würde höchstwahrscheinlich der Ruhm der deutschen U.-Boote in aller Welt bis zum Himmel erhoben worden sein. Für den Historiker ist es zwar in der Regel wenig fruchtbar, darüber zu spekulieren, wie sich die Dinge gestaltet hätten, wenn dies oder jenes Ereignis nicht eingetreten wäre, aber für den Techniker, der sich von der zukünftigen Entwicklung einer Erfindung Rechenschaft ablegen will, liegt es anders, weil die Entwicklung einer Erfindung oder eines Gebiets der Technik oder angewandten Physik in erster Linie von ihrem sachlichen Wert abhängt, das heißt dem Grade ihrer Fähigkeit, ihren Zweck zu erfüllen, und durch politische Ereignisse zwar verzögert oder beschleunigt, aber selten in ihrem Endergebnis beeinflußt wird.

Wir haben nun gesehen, daß die Wirkung unserer U.-Boot-Campagne im Verlauf der Kriegsjahre nicht, wie man es etwa hätte erwarten können, mit der wachsenden Zahl der U.-Boote Schritt gehalten hat. Die Verluste sind größer geworden und die Leistungen in der Zahl der Versenkungen auf das einzelne Boot reduziert, sind zurückgegangen. Indem wir uns über die Ursachen dieses Rückgangs Rechenschaft abzulegen suchen, werden wir zu einer größeren Sicherheit in der Beurteilung der Frage gelangen, wie das Resultat des Riesenexperiments aussehen würde, wenn es bis zu einem definitiven Abschluß gebracht worden wäre — mit anderen Worten über den zukünftigen technischen Wert der U.-Boot-Waffe.

Wir scheiden hier zunächst die wirtschaftlichen, administrativen und technischen Maßnahmen aus, welche die Entente ergriffen hat, um dem U.-Boot entgegenzuwirken. Ich denke in erster Linie an die gigantischen Anstrengungen der Amerikaner und auch der Engländer, mit der laufenden Zerstörung von Schiffsräumte um die Wette neue Schiffe zu bauen. Dann die Maßregel, eine Mehrzahl von Frachtschiffen zu Geschwadern zu vereinigen und durch Kriegsfahrzeuge begleiten zu lassen; dann die Sperrung des Imports von weniger lebenswichtigen Gütern und dergleichen.

Als unter unser Thema fallend betrachten wir vielmehr nur alle rein technischen Maßnahmen, das Auslegen von Fangnetzen und Minenfeldern und den Erkennungsdienst, das heißt, die Mittel, die angewendet worden sind, um den Verfolgern oder Angreifern die Anwesenheit und den Ort eines feindlichen U.-Boots zu verraten. Und auch

[1]) Vortrag, gehalten in der Sitzung der Ortsgruppe Kiel, am 21. Februar 1921.



über die beiden ersteren Klassen von Abwehrmaßregeln zu berichten, muß ich einem andern überlassen, der darüber besser unterrichtet ist, als ich und beschränke mich auf die letzte Klasse, den Erkennungsdienst.

Während des Krieges waren wir im wesentlichen auf Vermutungen und vereinzelte gelegentliche Wahrnehmungen der U.-Boot-Mannschaften angewiesen. Im letzten Jahre aber sind in der englischen Fachliteratur eine Reihe von Berichten erschienen, in denen die Leiter und Mitarbeiter derjenigen Organisationen, denen es obgelegen hat, die verfügbaren wissenschaftlichen Hilfsmittel in praktisch anwendbare Formen umzuwandeln, ihre Kriegsarbeit geschildert haben. Zugänglich waren mir Berichte über die „Kelvin Lecture", gehalten von C. V. Drysdale in der „Institution of Electrical Engineers", die „Tyndall Lecture", gehalten von W. H. Bragg in der Royal Institution und ein Bericht von Mc Lennan an die „North East Coast Institution of El. Engineers & Shipbuilders", sämtlich veröffentlicht in der Zeitschrift „Engineering".

In allen Berichten macht sich eine gewisse Zurückhaltung bemerkbar, die zum Teil ausgesprochenermaßen darauf zurückgeführt wird, daß es noch nicht an der Zeit sei, Dinge, die bisher als Dienstgeheimnisse behandelt wurden, zu veröffentlichen. Teils gewinnt man aber auch aus den etwas unbestimmten Angaben, die gemacht werden, den Eindruck, daß absichtlich der Schein erweckt werden soll, als wäre noch allerhand Wichtiges zu verbergen. Der kritische Leser ist versucht, daran zu denken, daß es ebenso leicht ist, einen leeren Schrank zuzuschließen, wie einen vollen.

Die Aufgabe, deren Lösung man sich vorgezeichnet hat, wird von allen Berichterstattern ziemlich einheitlich gekennzeichnet. Das U.-Boot sei an sich verhältnismäßig leicht verwundbar und müsse sich daher darauf verlassen, daß es unsichtbar sei. Ein Teil, und zwar wie es scheint, kein ganz verschwindender Teil der Tätigkeit der verschiedenen Studienausschüsse, hat darin bestanden, die Flut von Vorschlägen und Erfindungen durchzuarbeiten, die von allen Teilen des Landes her eingesandt wurden. Diese Art Sachen hatten den gewöhnlichen Charakter. Ein Erfinder schlägt zum Beispiel vor, so viel Salz in das Meer zu schütten, daß die U.-Boote sich nicht mehr unter Wasser halten könnten, sondern durch das erhöhte spezifische Gewicht des Seewassers gezwungen würden, an die Oberfläche zu kommen. Über diesen Vorschlag wird mit Stillschweigen zur Tagesordnung übergegangen. Aber zu einem anderen Vorschlag, den ganzen Meeresgrund so hell zu beleuchten, daß die U.-Boote sich nicht verbergen könnten, bemerkt Professor Bragg mit musterhafter Geduld, das Wasser in den englischen Gewässern sei so trübe, daß alles Licht schon in einer Schicht von ungefähr 30 Fuß absorbiert würde. Die Einsender hätten eben meistens keine genügend klare Vorstellung davon, wie groß die See sei. Das Geringste was man fordern müsse, sei, daß man die Anwesenheit und womöglich den Ort eines U.-Boots erkennen könne, wenn es sich innerhalb eines Radius von etwa einer Meile vom beobachtenden Schiff befände. Selbst wenn dieses Desideratum völlig befriedigend erfüllt sei, berechne sich die Zahl der U.-Boot-Jäger, die man in Dienst stellen müßte, um die englische Küste zu sichern, auf viele Hunderte. Wesentlich weniger sicher war beim Beginn der Arbeiten die Prognose mit Bezug auf elektrische und magnetische Methoden. Man hat sehr sorgfältige Versuche über die Ausbreitung magnetischer Felder, der elektrischen Stromlinien zwischen eingetauchten Elektroden und elektrischen Schwingungen im Seewasser angestellt, und Bragg faßt das Ergebnis dieser Voruntersuchungen zusammen, indem er ausdrücklich sagt, weder optische noch elektrische Mittel führten zum Ziel; das einzige Gebiet, das Erfolge gebracht habe, sei die Unterwasserakustik.

Akustische Apparate und Methoden sind dementsprechend auch die einzigen, die genauer beschrieben werden. Die Aufgabe, überhaupt Geräusche, als das Malen der Schraube im Wasser, den Takt eines Dieselmotors, das Singen eines Elektromotors zu hören, war im wesentlichen schon vor dem Kriege durch die Mikrophonkapsel der Submarine Signal Co. gelöst. Sobald aber die Aufgabe darauf eingeengt werden mußte, nicht bloß die Anwesenheit eines feindlichen Fahrzeugs, sondern auch seinen Ort auszumachen, mußte ein solcher Empfänger richtungsempfindlich gemacht werden. Das führt zunächst auf Basismethoden, über die ich noch weiterhin zu sprechen haben werde. Es werden aber auch drei verschiedene, recht interessante Apparate beschrieben, die auf ganz verschiedenen Prinzipien beruhen.

Der erste besteht darin, daß man die Mikrophonkapsel im Mittelpunkt einer großen weichen Membran aufhängt, die in einem schweren Metallring, etwa aus Eisen oder Blei ausgespannt ist. Man wählt die Abmessungen so, daß die Masse des Ringes groß ist gegen die Wassermasse, die er verdrängt. Wird dann ein solches System in ein Schallfeld gebracht, so führt der Ring wesentlich kleinere Amplituden aus, als das umgebende Wasser, und die weiche Membran wird durch den Stoß der longitudinal schwingenden Wassermoleküle mitgenommen, so daß das Mikrophon anspricht. Das setzt aber voraus, daß die Ebene der Membran senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung des Schalles steht. Fällt die Schallrichtung dagegen mit der Membranebene zusammen, dann

sind die Druckschwankungen auf beiden Seiten gleich und die Mikrophonkapsel bleibt daher in Ruhe. Ein solcher Apparat verzeichnet daher zwei Maxima und zwei Minima der Lautstärke, wenn man ihn um 360° dreht. Hieraus folgt, daß man mit solchem Apparat zwar ziemlich scharf die Richtung des Schalles, aber nicht den Sinn der Fortpflanzung erkennen kann. Das heißt, wir können nicht sagen, ob die Schallquelle sich vor oder hinter uns befindet.

Um diesem Mangel abzuhelfen, hat man zu dem Mittel gegriffen, neben dem Hydrophon und parallel zu der Membran einen Schirm anzubringen, Man hat dazu Bleiplatten verwendet, nach anderen auch Holzplatten, die mit Blei belegt waren und hat damit ausreichende Schirmwirkungen erzielt. Ein solches einseitig abgeschirmtes Hydrophon spricht nur an, wenn seine freie Seite der Schallquelle zugewendet ist, es ist aber wesentlich weniger empfindlich als ein nicht abgeschirmtes, und es wird daher empfohlen, gleichzeitig zwei solche Hydrophone anzuwenden, die man etwas übereinander an derselben Stange aufhängt. Das eine wird an beiden Seiten frei gelassen und zeigt daher mit genügender Empfindlichkeit die Anwesenheit der Schallquelle an und in welcher Richtung sie gepeilt wird, das andere zeigt an, an welcher Seite sie sich befindet.

In diesem Zusammenhang wird es interessieren, daß wir in der Signal Gesellschaft schon im Herbst des Jahres 1914 für denselben Zweck einen Apparat ausgebildet haben, der in nahezu allen Einzelheiten mit dem in England entwickelten übereinstimmt, den wir aber wieder verlassen haben, weil uns die Ergebnisse nicht recht befriedigten. Und wenn ich recht berichtet bin, hat später im Jahre 1917 oder 1918 Professor Simon, der damals für die Torpedoinspektion arbeitete, noch einmal denselben Apparat nacherfunden.

Von einem französischen Offizier, der den wenig französisch klingenden Namen Walser trägt, ist ein Hörapparat angegeben worden, der auf ganz anderen Prinzipien beruht. Walser setzt außen über eine kreisförmige Öffnung in der Bordwand des Empfängerschiffes eine gewölbte Blechplatte. Die englischen Berichterstatter beschreiben die Vorrichtung durch das Wort „blister", das eine Blase bedeutet, im Sinne einer Brandblase. Wir würden das also etwa durch Beule wiedergeben können. Die Oberfläche der Beule ist mit einer großen Anzahl dicht aneinander gestellter, dünner Metallmembranen besetzt. Wird die Beule von einer ebenen Schallwelle getroffen, die in der Richtung „querab" ankommt, so werden alle Membranen in nahezu gleicher Phase erregt, und die Luftschallstrahlen, die sie im Inneren des Schiffs aussenden, vereinigen sich in einem Punkt, einer Art Brennpunkt, da die Einrichtung einer optischen Linse ungefähr analog ist. In dem „Brennpunkt" wird ein Schalltrichter angebracht und durch einen Schlauch mit dem Ohr des Beobachters verbunden. Ist nun die Peilung der Schallquelle nicht querab, sondern in einem beliebigen spitzen Winkel zur Längsachse des Schiffes, so werden die einzelnen Membranen der Beule nicht gleichzeitig von dem ankommenden Wellenstoß getroffen und die Schallstrahlen, die von den zuerst getroffenen im Innern des Schiffs ausgehen, können also eine längere Strecke durchmessen als diejenigen, die von den später getroffenen ausgehen, dadurch ergibt sich eine Verschiebung des „Brennpunktes". Wird also der Schalltrichter umherbewegt, so findet man eine Stelle, wo die Lautstärke ein Maximum wird, und kann so aus der Lage des jeweiligen „Brennpunktes" auf die Richtung der Schallquelle schließen.

Eine dritte Vorrichtung für gerichteten Schallempfang endlich wird als besonders „theoretisch interessant" bezeichnet, wonach wohl zu verstehen ist, daß die Einrichtung in der Praxis keine Bedeutung gewonnen hat. Sie wird mit dem Namen „H-Rohr" bezeichnet und stammt von H. W. Hilliar. Hilliar geht davon aus, daß die Schallgeschwindigkeit in Wasserstoff nahezu dieselbe ist wie in Wasser. Ist also ein genügend langes Rohr, dessen eines Ende durch einen Mikrophonempfänger verschlossen ist, mit Wasserstoff gefüllt und wird es parallel zur Fortpflanzungsrichtung des Schalles versenkt, so wird die Schallwelle, die am äußeren Ende eintritt, am inneren Ende in derselben Phase ankommen, in der sich die im umgebenden Wasser heranlaufende Welle befindet. Aus diesem Vorgang schließt Hilliar, daß auf der ganzen Oberfläche des Rohres Energie aus dem Wasser in die Gasfüllung übergeht und im Empfänger am inneren Ende des Rohres konzentriert wird. Falls die Einrichtung in der Tat so wirkt, wie der Erfinder annimmt, ist ohne weiteres zu verstehen, daß sie auch gerichtet sein wird. Steht nämlich das Wasserstoffrohr schief zur Schallrichtung, so wird die Phasengleichheit der inneren und äußeren Welle aufgehoben und es gelangt daher weniger Energie zum Empfänger am inneren Ende. Indem man also das Rohr schwenkt, passiert man in der gesuchten Richtung ein Maximum der Lautstärke. Es wird berichtet, daß die Einrichtung „fairly directional" sei, also etwa „merklich gerichtet". Praktisch angewendet worden scheint sie nicht zu sein.

Hiermit schließt die Liste der unmittelbar richtungsempfindlichen Empfänger, und die Berichte gehen zu Basismethoden über, die nach den sehr kurzen und unbestimmten Andeutungen zu schließen, die gemacht werden, eine erheblich größere praktische Bedeutung gewonnen haben.

Es handelt sich dabei in erster Linie um die schon vor dem Kriege veröffentlichte „binaurale" Methode von Bowlker[1]), die ja auch bei uns zum Teil in der Gestalt, die ihr von den Herren Hornbostel und Wertheimer gegeben worden ist, mit noch sehr schwankendem Erfolg angewendet worden ist. Sie besteht im wesentlichen darin, daß zwei Mikrophone an den Enden einer Basis angebracht sind, von denen jedes durch eine unabhängige Leitung mit einem der beiden Ohren des Beobachters verbunden ist. Befindet sich alsdann die Schallquelle außerhalb der Mittelsenkrechten der Basis, so gelangen die beiden durch die Mikrophone übermittelten Schalleindrücke zu verschiedenen Zeiten an die beiden Ohren und dieses Zeitintervall wird als Richtungseindruck empfunden. Die Erfahrungen der Engländer scheinen sich mit unseren vollkommen zu decken. Die Hauptschwierigkeit wird darin gefunden, die beiden Mikrophonempfänger gut zu paaren. Es ist daher versucht worden, an Stelle der Mikrophonempfänger magnetische Telephonempfänger zu setzen, mit denen etwas bessere Ergebnisse erhalten worden sein sollen. Der verwendete Telephonempfänger selbst scheint ziemlich primitiver Natur zu sein. Eine Membran ist in einen schweren metallenen Ring eingespannt, der durch Vermittlung einer schallisolierenden Gummipackung über einer Öffnung in der Bordwand angebracht ist und dahinter befindet sich ein gewöhnliches Telephon, auf dessen Membran die Schwingungen der ersten Membran durch Vermittlung der dazwischen befindlichen Luftschicht übertragen werden.

Ein weiterer Versuch, die Unsicherheit der binauralen Methode auszuschalten, bestand in der Anwendung der sogenannten „Summen- und Differenzmethode". Die Stromkreise beider Mikrophone werden über zwei hintereinander geschaltete Primärwicklungen eines Transformators geführt und die Sekundärwicklung wird durch einen Telephonempfänger geschlossen. Sind beide Mikrophone genau gleich und ist die Schallquelle in der Medianlinie ihrer Basis, so bekommt man entweder ein Minimum oder ein Maximum je nach der Schaltung. Durch Schwenken der Basis kann man die Schallquelle immer in die Medianlinie bringen. Es wird aber mitgeteilt, daß man mit gewöhnlichen Kohlepulvermikrophonen kaum überhaupt eine Variation der Lautstärke wahrnimmt. Man sei aber zu besseren Resultaten gelangt, indem man die gebräuchliche dünne Mikrophonmembran durch eine dicke Gummimembran ersetzt habe, oder auch das ganze Mikrophon in einen Gummiklotz eingeschlossen habe.

In diesem Zusammenhang wird eine interessante Idee erwähnt, um Störungen durch Geräusche zu vermindern. Zwischen das Mikrophon und das Ohr des Beobachters wird ein verzweigtes Rohr geschaltet, dessen einer Zweig um $\lambda/2$ länger ist als der andere, wobei λ in bezug auf denjenigen Ton gewählt wird, der im Störungsgeräusch am stärksten vertreten ist. Es wird sogar davon gesprochen, daß mehrere solche Verzweigungen hintereinander geschaltet werden können, und es wird berichtet, daß es damit gelinge, die gewöhnlichen Störungsgeräusche wesentlich abzuschwächen.

Alle diese Mittel müssen indessen versagen, wenn das U.-Boot so langsam fährt, daß es nahezu geräuschlos wird oder wenn es still liegt. Um es dann aufzufinden, ist vorgeschlagen worden, Echomethoden anzuwenden. Wenn man einen vom beobachtenden Schiff ausgehenden Schallstrahl genügend konzentrieren kann, ähnlich wie das Lichtbüschel eines optischen Scheinwerfers konzentriert wird, so kann man damit die See im Umkreis des beobachtenden Schiffes „abfegen" und wird dann ein Echo wahrnehmen, wenn der Schallstrahl auf einen reflektierenden Gegenstand trifft. Der Berichterstatter behauptet, eine derartige Konzentration eines Schallstrahles sei auf dem Wege der „Integrationsmethode" möglich und es sei gelungen, auf diese Weise noch den Ort eines U.-Bootes zu bestimmen, dessen Abstand vom beobachtenden Schiff rund eine Meile betragen habe. Auch die Gegenwart von Minenfeldern habe man auf diesem Wege feststellen können. Aus diesen etwas sehr lückenhaften Andeutungen kann man sich schwer eine klare Vorstellung von dem beschriebenen Vorgang bilden und sich des Eindrucks nicht erwehren, daß die wenigen Zahlenangaben mehr den Wünschen als den Beobachtungen des Berichterstatters entsprechen.

Sehr viel eingehender wird eine weitere Methode beschrieben, die viel angewendet worden zu sein scheint und zwar ohne Zweifel mit gutem praktischen Erfolg, das sogenannte „sound ranging". An der Küste in verhältnismäßig großen Abständen wurden vorzugsweise drei Aufnahmestationen errichtet, die mit Mikrophonempfängern ausgerüstet waren, und zwar besonders, wie es scheint, an der Ostküste. Wenn nun ein auf der Nordsee kreuzendes Schiff irgendwo ein U.-Boot gesichtet hatte, ließ es eine Wasserbombe fallen. Der durch die Explosion erzeugte Druckstoß breitet sich nach allen Seiten gleichmäßig aus und erreicht die drei Küstenstationen mit entsprechenden Zeitabständen, die in dem Fall Null werden, daß die Explosion gerade im Mittelpunkt des Kreises stattfindet, dessen Peripherie durch die drei Küstenstationen geht. Die Mikrophone der Küstenstationen sind durch Leitungen mit einer Zentrale verbunden, und hier werden die drei von den Mikrophonen gelieferten Stromstöße photographisch aufgezeichnet und aus den Zeitintervallen kann durch Rechnung

[1]) T. J. Bowlker, U. S. Patent 964380.



oder mit Hilfe einer Tabelle der Ort der Explosion ermittelt und telephonisch an beliebige Küstenwachen gemeldet werden. Es wird unter anderem angegeben, daß man sich zur schnellen Ermittlung der Explosionsorte einer sehr rohen und einfachen Vorrichtung mit gutem Erfolg bedient habe, nämlich eines Zelluloidblattes, auf dem eine Anzahl von konzentrischen Kreisen gezeichnet war, deren radiale Abstände entsprechend geeicht waren. Dieses Blatt wird auf eine zugehörige Karte der Küste so aufgelegt, und so lange umhergeschoben, bis man eine Stellung findet, in der die drei Empfangsstationen auf der Karte in Kreisbogen fallen, deren Abstände voneinander den gemessenen Zeitintervallen entsprechen. Alsdann fällt der gemeinsame Mittelpunkt der Kreise in den Ort der Explosion.

Mit Hilfe dieser Einrichtung war es möglich, innerhalb weniger Minuten, nachdem ein U.-Boot auf See gesichtet worden war, seinen Ort einer Anzahl von Küstenwachen zu melden, von wo aus dann von bereitliegenden Fahrzeugen auf das Boot Jagd gemacht werden konnte.

Einer der Berichterstatter faßt die Gesamtergebnisse dieser Arbeiten folgendermaßen zusammen: Beim Abschluß des Waffenstillstandes sei nur ein kleiner Teil der vielen vorgeschlagenen und versuchten Vorrichtungen tatsächlich in praktischem Gebrauch gewesen, und weitaus die Mehrzahl der im Laufe des Krieges vernichteten U.-Boote sei solchen Abwehrmitteln zum Opfer gefallen, die auch schon vor dem Kriege der Marine zur Verfügung standen. Trotzdem dürfe man sagen, daß der potentielle Fortschritt der Unterwasserschalltechnik so groß sei, daß das U.-Boot allgemein als ernste Bedrohung der Sicherheit des Landes nicht mehr in Betracht käme.

Die Politik der Entente seit Abschluß des Waffenstillstandes scheint indessen von der entgegengesetzten Annahme auszugehen.

(Eingegangen am 20. Mai 1921.)

Die instrumentelle Unterstützung des Fliegens.[1]

Von H. Boykow.

Der Mensch besitzt einen Gleichgewichtssinn in bezug auf das ihn beherrschende Beschleunigungsfeld. Die einfachste Betätigung dieses Gleichgewichtssinnes ist das Stehen und Gehen; in schwierigerer Form das Schlittschuhlaufen, Stelzengehen, Radfahren und in letzter Linie auch das Seiltanzen. Aber bei allen diesen Vorgängen handelt es sich um eine Auslösung von Reflexbewegungen durch diesen Gleichgewichtssinn. In der Luft fehlt dieser Gleichgewichtssinn, wenigstens im Flugzeug. Wenn von verschiedenen Seiten versucht wurde, einen solchen Gleichgewichtssinn auch für den Insassen eines Flugzeuges zu konstruieren, so muß dies letztere also mißlingen oder, wenn es doch jemals zu positiven Resultaten führte, auf einem Trugschluß beruhen.[1] Wenn z. B. der Verfasser der in der Fußnote erwähnten Arbeit zu positiven Resultaten kommt, so kann dieses nur unter Außerachtlassung der im Flugzeug bei Neigung um die Längsachse stets auftretenden Zentrifugalbeschleunigung geschehen. In der Luft, d. h. im Flugzeuge, tritt an die Stelle des Gleichgewichtssinnes das Auge. Ein Kind, welches einen Stock auf der Hand balanciert, tut qualitativ dasselbe, was der Flieger tut, d. h. Reflexbewegungen, die durch das Auge ausgelöst werden. Man kann also sagen, die Fertigkeit des Fliegens besteht in der reibungslosen Auslösung richtiger Reflexbewegungen durch das Auge. Für die Erlangung dieser Fertigkeit ist bis zu einem gewissen Grad das Alter des Lernenden maßgebend. Wenn dem Fliegenlernen nicht doch immerhin gewisse Gefahren anhafteten, würde es entschieden das beste sein, dem Menschen das Fliegen bereits im Kindesalter beizubringen. Im allgemeinen wird die obere Altersgrenze zwischen 35 und 40 liegen. Es sind zwar Fälle vorgekommen, wo das Fliegen auch noch im höheren Alter erlernt wurde. Dem Verfasser ist ein Fall bekannt, wo jemand das Fliegen noch mit 56 Jahren anstandslos erlernt hat. In diesem Falle handelte es sich jedoch um einen gewiegten Sportsmann.

Was nun die instrumentelle Unterstützung des Fliegens anlangt, so ist das beste Instrument die Erde. Ein kleines Sportflugzeug braucht eigentlich, abgesehen von der Kontrolle des Motors, wofür bei einem solch kleinen Flugzeug mit vielleicht 30 bis 40 PS. Gnôme-Motor auch keine Instrumente erforderlich sind, überhaupt keine. Denn jedes Instrument ist nur ein Ersatz für das irdische oder astronomische Objekt. Leider steht sowohl das irdische wie auch das astronomische nicht immer zur Verfügung, wie beim Fliegen in sehr großer Höhe, in der Nacht oder im Nebel. Es handelt sich also darum, ein künstliches Objekt für das Auge zu schaffen. Das einfachste wäre natürlich eine sinngemäße Nachbildung des irdischen Horizontes gewesen. Diesen Weg ging man zunächst nicht, sondern arbeitete mit Libellen und anderen Instrumenten, bei denen das Auge mehr oder weniger gezwungen war, erst mal zu übersetzen. In neuerer Zeit macht sich jedoch

[1] Vortrag, gehalten am 5. November 1920 vor der Deutschen Gesellschaft für technische Physik.

[1] Sulze, Neue Untersuchungen über Orientierungsmethoden im Raum. Die Naturwiss., Jahrg. VIII, Heft 40, S. 788.



wieder ein starkes Bestreben bemerbar, auch hier zur Übereinstimmung mit der Natur im Aufbau der Instrumente zurückzukehren.

Im allgemeinen zerfallen die Instrumente in drei Gruppen:

1. Instrumente zur Beobachtung der Funktionen des Motors,
2. Instrumente für die innere Navigation, und
3. Instrumente für die äußere Navigation.

Die erste Gruppe hat mit dem Fliegen an sich eigentlich weniger zu tun, und braucht daher nur gestreift zu werden, mit Ausnahme des Tourenzählers, der auch für die innere Navigation Bedeutung gewinnen kann. Die Motorinstrumente zerfallen in Tourenzähler, Druckanzeiger für den Luftdruck im Tank und für den Öldruck für die Schmierung, eventuell noch Fernthermometer für das Kühlwasser und Benzinuhr. Für das Fliegen an sich hat, wie schon erwähnt, nur der Tourenzähler Bedeutung. Diese werden stets nach dem Prinzip der Zentrifugalregeler gebaut. Versuche, die mit Instrumenten, die nach dem Prinzip der Wirbelstromdämpfung gebaut waren, angestellt wurden, scheinen nicht befriedigt zu haben, da man dieses Prinzip im allgemeinen nicht antrifft.

Die innere Navigation betrifft alles, was die Erhaltung des Flugzeuges in einer gewünschten Lage oder seine Umstellung in eine solche ermöglicht. Es handelt sich also um die Kontrolle zweier Neigungen, und zwar die Längsneigung und die Querneigung. Die Längsneigung ist wichtig. Wird die Maschine zu sehr gezogen, so hat das mangelhafte Stabilität zur Folge, die schließlich zum Abrutschen führt; wird die Maschine zu sehr gedrückt, so führt dies zu zu hohen Geschwindigkeiten, die zu einer Überanstrengung der Verbände und vor allem des Motors führen. Man nennt das das Schinden des Motors. Zur Kontrolle der Längsneigungen hat man direkte Neigungsmesser, Libellen, Pendel usw., und zwar vorwiegend Röhrenlibellen oder die sogenannten Goerzschen Neigungsmesser. Diese Goerzschen Neigungsmesser werden von einer ganz dünnen Flüssigkeitshaut gebildet, die einen kreisrunden Raum zwischen zwei dicht aneinander liegenden Flächen zur Hälfte ausfüllt (Fig. 1). Da die Hälfte der Rückwand weiß, die andere Hälfte von der Farbe der Flüssigkeit ist, so wird die Neigung als heller Keil sichtbar und dadurch sehr sinnfällig. Zur indirekten Kontrolle der Längsneigung verwendet man den Tourenzähler entweder allein oder in Kombination mit einem Neigungsmesser oder einem Geschwindigkeitsmesser. Diese letzteren beruhen auf der Betätigung eines Robinsonschen Schalenkreuzes oder Reaktionspropellers durch den Fahrtwind und dessen Einwirkung auf ein Zentrifugalwerk. Markiert man auf solchem Geschwindigkeitsmesser die für das betreffende Flugzeug noch zulässigen Geschwindigkeiten, so kann eigentlich nichts geschehen, wenn man diese nicht überschreitet. Zur Kontrolle der Querneigung verwendet man zunächst auch Libellen und namentlich



Fig. 1.

die Goerzschen Querneigungsmesser (Fig. 2). Diese Libellen zeigen nur die Querlage gegenüber dem Beschleunigungsfeld an, also in der richtigen Kurvenlage für den Beschauer horizontal. Dies ist sehr gut für die Schulung, es gibt dem Schüler Vertrauen bei Erlernung des Kurvenfluges. Zur Messung der absoluten Querneigung verwendet man



Fig. 2.

Kreiselinstrumente, und zwar entweder Kreisel mit Vertikalachse, tiefer gelegtem Schwerpunkt und drei Freiheitsgraden, wie beim Anschützschen Horizont, oder Kreisel mit horizontaler Achse und Fesselung um die Vertikalachse, wie beim Drexlerschen Richtungsweiser. Hauptsächliche Verbreitung hat nur das letztere Instrument, das wohl eigentlich als Gradfluginstrument anzusprechen ist, gefunden, und wird noch bei der äußeren Navigation behandelt werden. Versuche, die Geschwindigkeitsdifferenz der Tragdecke für die Kurvenanzeige heran zu ziehen, haben bei Verwendung von Venturirohren einen gewissen Erfolg versprochen. Auch diese gehören zu dem Gradfluginstrumenten. Der Versuch, die Vergrößerung des Beschleunigungsfeldes in der Kurve zu benutzen, um die absolute Neigung zu messen, muß m. E. scheitern, da das

Resultat in den meisten Fällen nicht eindeutig ist; wohl aber lassen sich direkte Beschleunigungsmesser zum Messen der Beanspruchung des Tragwerkes verwenden. Beim Abfangen nach einem Sturzflug treten mitunter recht bedeutende Beanspruchungen auf, so daß ein solches Instrument, wie beispielsweise das von Klemperer, sehr gut für die Schulung und für das Einfliegen neuer Maschinentypen verwendbar wird. Im Prinzip besteht dieses Instrument aus einseitig beschwerten Massen, die durch Federn im Gleichgewicht gehalten werden. Es gibt für ein bestimmtes Gesamtgewicht direkt die Beanspruchung nach Bruchsicherheiten an. Ist also eine Maschine beispielsweise mit vierfacher Bruchsicherheit gebaut, und zeigt das Instrument dem Piloten bei einem bestimmten Manöver z. B. dreifache Bruchsicherheitsbelastung an, so weiß er, daß er in Hinkunft dieses Manöver auf keinen Fall schärfer machen darf. Ein ähnliches Instrument ist das sogenannte Skansimeter nach Dr. Schoute, dem Konstrukteur der Registriertheodolite für Pilotballone. Es ist im Prinzip eine Art Sinusmotor, bei welchem das Feld gedämpft pendelnd aufgehängt ist, der Anker dagegen drehbar durch einen Reaktionspropeller zur Rotation gebracht und in der Richtung des Luftstromes gehalten wird. Ist der Luftstrom horizontal, ist der Strom Null. Die Spannung wächst proportional dem Sinus des tatsächlichem Steigungswinkels gegenüber der Luft. Da sie andererseits proportional der Tourenzahl des Propellers, also der Geschwindigkeit des Flugzeuges ist, so kann das Instrument direkt nach Steigungsgeschwindigkeit geeicht werden. Die einzige Schwierigkeit bildet nur, einen richtigen Ort für die Anbringung des Instrumentes am Flugzeug zu finden. Ähnlichen Zwecken dienen die Variometer; diese beruhen eigentlich auf dem Prinzip der schadhaften Aneroiddose, nämlich einer Dose mit einer sehr kleinen Undichtigkeitsstelle, so daß der Ausgleich des Druckes durch diese Öffnung langsamer erfolgt, als die Änderung des Luftdruckes beim Steigen und Fallen.

Damit ist im allgemeinen die Auswahl der Instrumente für innere Navigation erschöpft, womit natürlich nicht gesagt werden soll, daß man ein Flugzeug stets mit allen belasten soll.

Äußere Navigation nennt man die Wissenschaft, auf sicherstem Wege an ein bestimmtes Ziel zu fliegen. Hier kann man sich die jahrhundertealten Erfahrungen der Seenavigation zu Nutze machen. Leider geschieht dies aber noch immer nicht in dem Maße, wie es sein könnte und sein sollte. In der Luft liegt ja alles ähnlich, nur schwieriger, wegen des mit besonderer Intensität auftretenden Stromproblems und überhaupt wegen der Dreidimensionalität des Flugraumes gegenüber der Meeresfläche.

Die pièce de resistance der terrestrischen Navigation, und nur diese kommt für das Fliegen zunächst in Frage, ist der Kompaß (Fig. 3). Der Kompaß im Flugzeug ist ein Schmerzenskind. Obwohl die magnetischen Verhältnisse nicht ungünstig sind, ist dafür die übrige Lage viel schwieriger als auf Schiffen. Das ist es jedoch nicht allein. Der Kompaß muß mit Sachkenntnis und auch — Liebe — behandelt werden, und an beiden fehlt es leider noch recht häufig. Die magnetischen Verhältnisse sind, wie gesagt, im allgemeinen günstig. Die Schirmwirkung ist gering, die Abweichung des Ortsfeldes auch nicht bedeutend. Ungünstig ist nur, daß meistens bei der Konstruktion und Wahl des Materials der beweglichen Teile in der Nähe des Kompasses keine Rücksicht auf die Bedürfnisse des Kompasses genommen wird, wohl auch nicht genommen werden kann. Diesem Übelstande hilft ja wohl der Friedensburgsche Selenkompaß ab. Unangenehm wirkt auch der halbfeste Magnetismus bei Flugzeugen mit vielen Stahlteilen, jedoch wird derselbe in der Regel durch die Motorvibrationen sehr bald herausgeklopft.

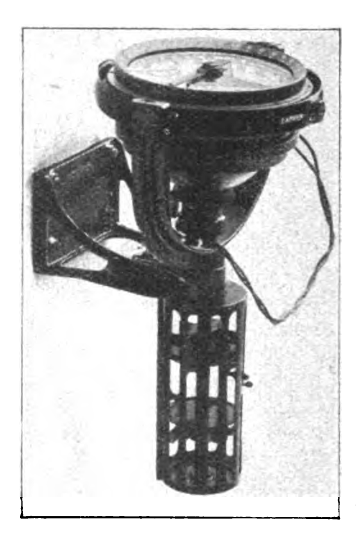


Fig. 3.

Das wäre alles nicht so schlimm. Die übelste Erscheinung ist jedenfalls das sogenannte Laufen des Kompasses. Damit bezeichnet man die bekannte Erscheinung, daß der Kompaß anfängt unruhig zu werden, in immer größere Schwingungen gerät, bis die Rose schließlich Karussell fährt. Diese in jeder Beziehung gewiß unangenehme Erscheinung tritt leider am häufigsten dann auf, wenn man den Kompaß am meisten benötigt, nämlich in der Nacht und vor allem im Nebel. Der Nebel ist ja bekanntlich des Fliegers größter Feind. Keine Situation ist auf die Dauer so nervenanstrengend, wie der Nebelflug. Der Pilot sieht nichts und ist im Fluge nur auf die Anzeigen seiner Instrumente

angewiesen, und das erzeugt auf die Dauer ein stets wachsendes Gefühl der Unsicherheit, das an seinen Nerven zerrt, mehr als Schrapnellfeuer, und in diese gespannte Situation hinein fängt schließlich der Kompaß noch zu laufen an. Die Ursachen dieses Phänomens hat der Verfasser seiner Zeit im Jahre 1913 wohl als erster erkannt, und kurz in der Zeitschrift für Flugtechnik und Motorenluftschiffahrt veröffentlicht.[1]) Im Jahre 1916 erfolgte eine ähnliche Erklärung durch einen englischen Autor. Die Erklärung des Phänomens ist kurz folgende: Jede Kompaßrose ist ein pendelnd aufgehängtes System, entweder direkt bei Auflagerung auf einer Pinne oder indirekt auf Doppelpinne, durch das Kardangehäuse des Kompasses überhaupt. Die räumliche Lage der Rosenebene ist also abhängig von der Richtung des örtlichen Beschleunigungsfeldes, dieses und mit ihm die Rosenebene nimmt aber eine stets wechselnde Stellung gegenüber der Vertikalintensität des magnetischen Erdfeldes ein. Eine im Schwerpunkt aufgehängte Kompaßrose würde sich parallel zur magnetischen Erdachse, d. i. in Richtung der Gesamtintensität einstellen. Da die Kompaßrose aber ein Pendel darstellt, kann sie dies nicht und stellt sich daher so ein, daß ihre magnetische Achse den kleinsten Winkel mit der Richtung der Gesamtintensität einschließt, d. i. bei horizontaler Rosenebene die Richtung magnetisch Nord und der Winkel mit der Richtung der Gesamtintensität ist gleich der magnetischen Inklination J (Fig. 4). Nehmen wir nun ein ost-westlich gerichtetes, zusätzliches Beschleunigungsfeld an, dann wird die Rosenebene um einen Winkel $\varepsilon = \text{arctang}\,\frac{x}{g}$ aus der Horizontalen heraustreten, wo x die zusätzliche Beschleunigungsgröße in m/sec bedeutet. Aus der Figur geht hervor, daß dann der kleinste Winkel zwischen der magnetischen Achse, der Rose und der Richtung der gesamten Intensität gegenüber dem Steuerstrich nicht mehr in magnetisch Nord liegt. Gehen wir auf den Grenzfall über und nehmen die zusätzliche Beschleunigung gleich ∞ an, so stellt sich die Rosenebene senkrecht, und ihre magnetische Achse kann daher in der Richtung der gesamten Intensität liegen, der Anzeigefehler am Steuerstrich wird daher gleich der Inklination. Allgemein geht aus der Figur hervor, daß für den Anzeigenfehler „u" die Gleichung gilt:

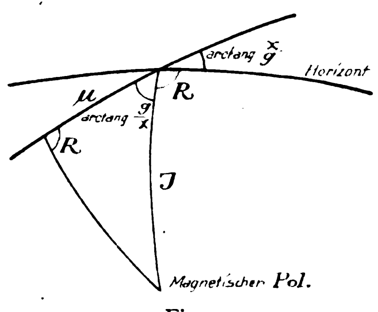


Fig. 4.

$$\text{tg}\, u = \text{tg}\, J \cdot \cos \text{arctg}\, \frac{g}{x} \,.$$

Durch ein nord-südlich gerichtetes Beschleunigungsfeld wird die Richtkraft der Rose beeinflußt. Tritt z. B. die Beschleunigung in südlicher Richtung auf, so wird die Richtkraft geschwächt und bei einem Ablenkungswinkel der Schwerkraft aus der Vertikalen gleich dem Komplement der Inklination. Steht die Rosenebene senkrecht auf der Richtung der gesammten Intensität, wird die Richtkraft also gleich 0. Der Kompaß befindet sich dann in derselben Lage, als wenn er am magnetischen Pol aufgestellt wäre. Die Rose hat in einem solchen Falle ihre Richtkraft verloren und ist jedem äußeren Einfluß ausgesetzt, es wirkt auf sie richtunggebend nur neben mechanischen Einflüssen die magnetische Achse des Flugzeuges und die etwa vorhandene Kompensation, das Erdfeld ist vollkommen ausgeschaltet. Im umgekehrten Falle wird die Richtkraft verstärkt, also der Gleichgewichtszustand ebenfalls gestört.

Man kann sich leicht vorstellen, daß diese Störungen zufällig in einem gewissen Rhythmus erfolgen können; und wenn der in die Nähe des Resonanzfalles mit der Kompaßrosenschwingung kommt, dann ist das Unglück geschehen. Im Nebelflug ist nun solche rhythmische Störung besonders leicht möglich, ja kaum zu vermeiden. Der Pilot ist im Flugzeug einzig und allein auf die Anzeige seiner Istrumente angewiesen, dazu kommt die vorerwähnte nervöse Spannung, er neigt daher leicht zum Übersteuern. Daraus ergibt sich dann eine mehr oder weniger rhythmisch pendelnde Flugbahn, und zwar sowohl um die Längs- sowie auch die Querachse, als auch natürlich die Vertikalachse. Das Flugzeug erfährt auf diese Weise ständig Beschleunigungen durch auftretende Zentrifugalkräfte und Geschwindigkeitsdifferenzen. Steuert der Pilot z. B. krampfhaft nach dem Kompaß, so fällt die Periode der rhythmischen Zentrifugalbeschleunigungen schon eo ipso mit der Schwingungsperiode der Kompaßrose zusammen, und der Resonanzfall ist von Haus aus gegeben. Aber auch sonst ist anzunehmen, daß diese Störungen mit einem gewissen individuellen Rhythmus erfolgen, so daß der Resonanzfall stets im Bereich der Möglichkeiten liegt. Dies erklärt auch die Tatsache, daß das Laufen des Kompasses nicht bei allen Fliegern gleichmäßig auftritt. Es fragt sich nur: Gibt es Mittel zur Bekämpfung dieses Übelstandes? Ja, die gibt es! Eines besteht z. B.

[1]) Boykow, Zur Dämpfungsfrage bei Luftfahrzeugkompassen. Z. f. L. u. M. 1913, S. 248.

darin, die Schwingung der Rose so stark als irgendmöglich zu dämpfen, also möglichst kurze Schwingungsdauer und daher möglichst kleines Trägheitsmoment der Rose. Dies gestattet große Dämpfung bei immerhin noch erträglichem Schleppfehler, denn die Dämpfung ist abhängig von der Winkelgeschwindigkeit der freien Rosenschwingung, während der Schleppfehler abhängig ist von der Winkel

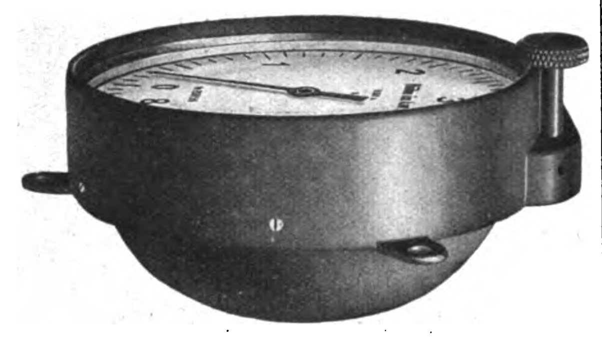


Fig. 5.

geschwindigkeit der Kursänderung. Ist daher die Winkelgeschwindigkeit der Rosenschwingung möglichst groß, d. h. die Schwingungsdauer möglichst kurz, so kann man die Dämpfung vergrößern. Es ist also die genau entgegengesetzte Forderung, wie



Fig. 6.

man sie für Schiffskompasse aufstellen muß, denn beim Schiffskompaß liegt die Situation anders. Beim Schiffskompaß ist die Periode der zusätzlichen Beschleunigungen zum überwiegenden Teil durch die Rollperiode des Schiffes gegeben. Man muß daher die Schwingungsperiode der Kompaßrose größer machen, als die Rollperiode des Schiffes, damit der Resonanzfall sicher vermieden sei. Ein Radikalmittel zur Beseitigung des Kompaßlaufens besteht in der Ausschaltung der Vertikalintensität, also in der Schaffung des Zustandes, wie er am magnetischen Äquator besteht. Die prinzipielle Lösung dieser Aufgabe ist vom Verfasser bereits gefunden worden. Einen gewissen Einfluß auf das Laufen des Kompasses dürften auch die schon früher erwähnten Gradfluginstrumente haben, die ohnehin für den Nebelflug schon sehr wichtig sind, da sie das einzige Mittel gegen das fortwährende Liegen in der Kurve darstellen. Diese Gradflugapparate geben auch dem Flieger im Nebel einen starken moralischen Halt und wirken damit günstig auf seine Stimmung und damit auf die ganze Führung der Maschine.

Wir kommen nun zu einem sehr wichtigen Instrument der äußeren Navigation: Das ist der Höhenmesser bzw. der Höhenschreiber. Die Kenntnis der Höhe ist nicht nur wichtig für Rekordflüge, sondern bei jedem Flug. Sie gibt dem Piloten die Sicherheit in der Abschätzung des

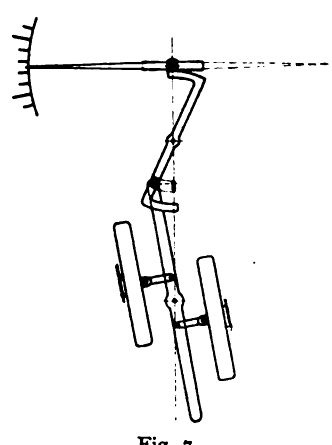


Fig. 7.

Aktionsradius beim motorlosen Flug und ist unerläßlich beim Nachtflug im Gebirge (Fig. 5 und 6). Die Konstruktionsprinzipien sind wohl allgemein bekannt. Im Flugzeug sind die Anforderungen speziell sehr hoch; besonderes Gewicht muß auf den Massenausgleich aller beweglichen Teile gelegt werden, damit die Vibrationen des Flugzeuges nicht störend wirken. Fig. 7 zeigt die schematische Anordnung der Goerzschen Höhenmesser, bei welcher die Massen und Trägheitsmomente der beweglichen Teile vollständig ausgeglichen sind. Fig. 8, ein Goerzscher Höhenschreiber, zeigt als besondere Einrichtung eine Knickhebelanordnung in der Übertragung, wodurch die Höhenskala weitgehend entzerrt wird, was namentlich bei Höhenschreibern mit großem Höhenbereich stark ins Gewicht fällt. Ferner muß die sogenannte „elastische Nachwirkung" nach Möglichkeit beseitigt werden. Beim normalen Standbarometer tritt die elastische Nachwirkung nicht in Erscheinung, weil die Druckänderungen zu langsam vor sich gehen. Beim

Flugzeug jedoch, das aus mehreren 1000 Metern herunter kommt, kann die elastische Nachwirkung sich schon sehr störend bemerkbar machen, ja unter Umständen zur Katastrophe führen. Dem Verfasser sind Fälle bekannt, wo Flugzeuge höchstwahrscheinlich durch zu große elastische Nachwirkung des Höhenmessers zu Bruch mit letalem Ausgang für alle Beteiligten kamen. Dies gilt namentlich bei nächtlichen Landungen auf See bei vollständig glattem Wasser, das eine Entfernungsabschätzung mit dem Auge so gut wie unmöglich macht. Wenn infolge der elastischen Nachwirkung der Höhenmesser im Niveau noch 150 m Höhe anzeigt, wie dies schon geschehen ist, läßt es sich erklären, daß ein Flugzeug ins Wasser prasselt, ohne daß es vorher abgefangen worden wäre. Verfasser hat seiner Zeit eine ganze Reihe, ungefähr 12 Höhenmesser, verschiedenster

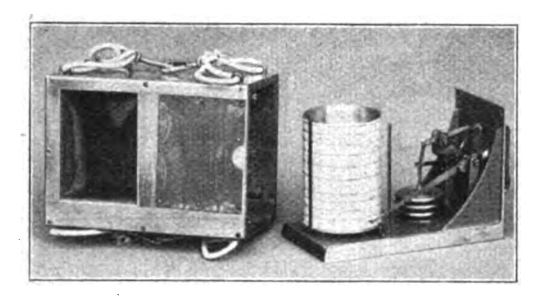


Fig. 8.

Fabrikmarken auf elastische Nachwirkung prüfen lassen und fand bei einzelnen Nachwirkungen, die auf Höhe umgerechnet im Niveau noch über 150 m hinaus gingen. Bei weitem das beste Instrument war der große Goerz-Höhenmesser mit den großen nachwirkungsfreien Dosen, dessen elastische Nachwirkung höchstens 20—25 m erreichte. Für Höhenschreiber hat Bennwitz eine Einrichtung erfunden, welche es gestattet, die elastische Nachwirkung gänzlich auszuschalten, indem er eine Dose von geringer Atmung, aber sehr großer elastischer Nachwirkung gegenläufig schaltet. Diese Instrumente, die von der Optischen Anstalt C. P. Goerz A.-G. gebaut wurden, besitzen tatsächlich überhaupt keine elastische Nachwirkung, in Fig. 9 kann man dies sehr schön aus den abbildeten Höhenkurven entnehmen. Der Versuch, eine undichte Dose zwischenzuschalten, also das Höhenanzeigeinstrument sozusagen mit einem Variometer zu kuppeln, hat zu keinem greifbaren Resultat geführt, da die mikroskopisch feine Öffnung sich zu leicht versetzt und dann die Angaben beträchtlich gefälscht werden.

Der neueste Navigationsbehelf, dem eine große Zukunft prophezeit werden kann, ist die funkentelegraphische Peilung. Sie ist das beste und sicherste Mittel, um außer Sicht eines irdischen Objektes Peilungen vorzunehmen, und zwar dank der Braunschen Rahmenantenne. Bei der in der Zukunft sicher steigende Bedeutung gewinnenden Überseenavigation bietet sie einen Ersatz für die astronomische Navigation. Aber ungleich wichtiger wird sie ein Rettungsmittel bei Havarie: Ein mehrmotoriges Flugzeug, das einen oder zwei Motoren havariert hat, kann sich bei entsprechender Reisehöhe mit Hilfe der verbliebenen betriebsfähigen Motoren ev. stundenlang in der Luft halten und auf diese Weise noch beträchtliche Strecken zurücklegen. Mit Hilfe der drahtlosen Peilung vermag es sich nun nicht nur ein Schiff zu Hilfe zu rufen, sondern kann auch, da es den Kurs des Schiffes kennt, darauf zufliegen und ev. unter Bord niedergehen und so die Insassen retten, die sonst

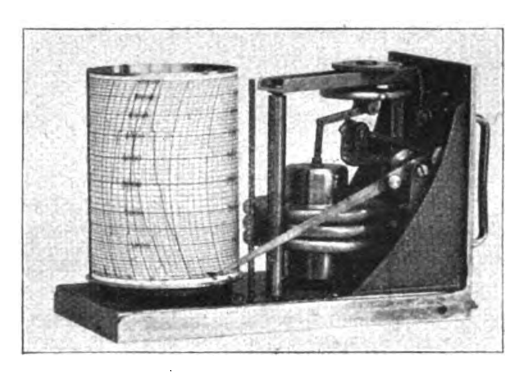


Fig. 9.

vielleicht eines sehr grausamen Todes sterben müssen.

Zur Orientierung über Land hat man sich mit Erfolg der Scheinwerfer im Flugzeug bedient, die noch bis etwa 1500 m Höhe die Verfolgung von Straßen, Eisenbahnen und besonders leicht Flußläufen gestatten.[1])

Wir sind nun bei der schwierigsten Evolution des Normalfluges, der Landung, angelangt. Unter normalen Verhältnissen muß die Landung klappen, wie ein Exerziergriff, da liegt auch keine irgendwie geartete Schwierigkeit darin. Schwieriger schon wird die Landung in der Nacht, aber auch hier sind, klare Luft vorausgesetzt, die Schwierigkeiten nicht erheblich. Zur Unterstützung der Landung verwendet man entweder Landungslichter am Boden, am besten zwei große Scheinwerfer rechts und links der Landungsbahn, in deren Licht der Pilot von hinten hineinfliegt, oder auch am Flugzeug. Verfasser half sich seiner Zeit bei Nachtlandung in See gelegentlich damit, daß er den an die Flugleine gebundenen Karabiner heraushängen ließ, was beim Flugboot immerhin den Erfolg

[1]) G. Gehlhoff und H. Latzko, Der Scheinwerfer im Flugzeug und seine Bedeutung für den Nachtflug; Der Luftweg, Dezember 1920.

hatte, daß der Karabiner früher das Wasser berührte, als das Boot, und durch einen sehr energischen Riß diesen Umstand anzeigte. Auch mit Scheinwerfern im Flugzeug[1]) wurden Versuche gemacht, die bis zu einem gewissen Grade erfolgreich waren (Fig. 10 und 11). Alle diese Mittel versagen bei der Landung im Nebel mehr oder weniger. Mit Hilfe der Funkentelegraphie kann man wohl in die Nähe des Landungsplatzes ge-

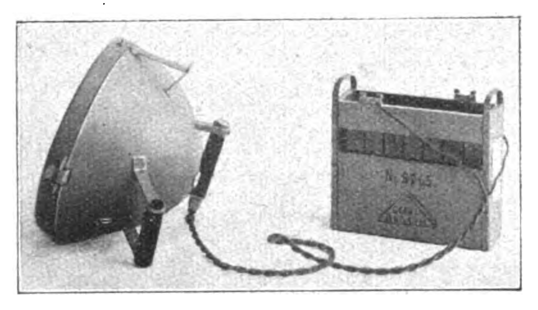


Fig. 10.

führt werden, aber bis jetzt gibt es kein sicheres Mittel, im Nebel tatsächlich einen bestimmten Punkt zum Aufsetzen der Maschine sicher zu finden. Es war charakteristisch für die Nebellandungen im Kriege, daß die nächste Umgebung der Flugplätze mit Apparattrümmern besetzt war, während nur ein kleiner Teil am Flugplatz selbst landete. Große Scheinwerfer vermögen zwar ziemlich dicke Nebelschichten zu durchdringen, so daß ihr Licht als milchiger Schein wahrnehmbar wird. Ein absolut sicheres Mittel sind aber diese auch nicht. Das Abschießen von Leuchtgranaten als Richtmittel wirkt zwar ähnlich, ist aber wohl kaum als friedensmäßige Landungsplatzmarkierung wegen der Gefahr der zufälligen Inbrandsetzung eines Flugzeuges anzusprechen.

[1]) G. Gehlhoff und H. Latzko, l. c.

Wir kommen nun zum Schluß. Wie wir gesehen, steht für das Fliegen ein sehr reichhaltiges

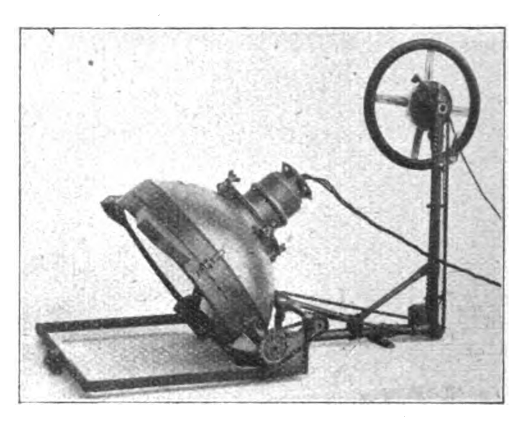


Fig. 11.

und kompliziertes Instrumentarium zur Verfügung. So viele Augen hat der Flieger gar nicht, um all das beobachten zu können, was er beim Fluge gebrauchen könnte. Hierbei eben zeigt sich der Meister in der weisen Beschränkung. Beim Sportflug kann der Pilot machen, was er will, da geht es nur um sein eigenes Leben, und das ist schließlich Privatsache. Im Verkehrsflugzeug jedoch geht es um die Sicherheit der Passagiere, und da ist es verdammte Pflicht und Schuldigkeit, das Flugzeug instrumentell zweckmäßig auszurüsten. Wenn der Flieger nur das mit hat, was er notwendig braucht, so ist das schon eine schwere Menge.

(Eingegangen am 8. April 1921.)

Originalmitteilungen.

Bemerkungen über den Flugzeugschall.

Von L. Prandtl, Göttingen.

Im Anschluß an den Aufsatz von Herrn Waetzmann in dieser Zeitschrift[1]) möchte ich hier von zwei Beobachtungen berichten, die geeignet sind, das von Herrn Waetzmann entworfene Bild zu vervollständigen.

1. Bei einem in der Nähe des Beobachters fliegenden Flugzeug ist in dem Flugzeugschall deutlich eine Komponente vorhanden, die dadurch entsteht, daß jeder einzelne Impuls der prasselnden Geräusche, die besonders vom Motor herrühren, das Ohr zweimal treffen, nämlich einmal unmittelbar und das zweite Mal nach Reflexion am Boden. Durch Sirenenversuche ist bekannt, daß ein solcher Schall, der aus zwei Impulsen besteht, bereits als ein Ton aufgefaßt wird. Es ist leicht zu beweisen, daß die Schwingungszahl dieses Tones $n = \frac{c}{2\,h \cos \varphi}$ ist, wo c die Schallgeschwindigkeit, h die Höhe des Ohres des Beobachters über dem Boden und φ die Zenithdistanz des Flugzeuges bedeutet. (Von einer etwaigen Krümmung der Schallstrahlen wird dabei abgesehen!)

[1]) Die Entstehung und die Art des Flugzeugschalles. Zeitschr. f. techn. Physik, Jahrg. 2 (1921), S. 166.

Die durch den soeben beschriebenen Vorgang entstehende Klangmasse läßt sich leicht von dem übrigen Flugzeugschall trennen, wenn man durch Kniebeugen oder andere Bewegungen die Ent-

fernung des Ohres vom Boden rasch ändert. Man hört dann deutlich ein Hinauf- und Wiederheruntergehen der zugehörigen Töne. Wenn das Flugzeug über den Beobachter hinwegfliegt, so werden diese Töne tiefer, solange sich die Zenithdistanz verkleinert, hinterher beim Entfernen des Flugzeuges wieder höher. Bei zunehmender Entfernung des Flugzeuges, die immer mit einer Annäherung der Zenithdistanz an einen rechten Winkel verbunden ist, verschwindet die ganze Erscheinung.

In der Aufzählung der Klangkomponenten, die Herr Waetzmann gibt, scheinen diese Töne zu fehlen. Da Herr Waetzmann in der Hauptsache mit Resonatoren beobachtet hat, ist dies auch verständlich; denn ein Schall aus nur zwei Impulsen wird vom Resonator praktisch wohl fast nicht verstärkt, verglichen mit der Resonanz, die er im Gehörorgan selbst findet, während eigentliche „Töne" erhebliche Verstärkung erfahren.

2. Über den Schraubenschall habe ich während des Krieges einige Beobachtungen in der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen gemacht, deren Ergebnisse vielleicht einiges Interesse haben. Die von einem Elektromotor angetriebene Schraube wurde einerseits in der Halle der Versuchsanstalt laufen gelassen, andererseits auch im Windkanal. Bezüglich der Luftströmung lag der Unterschied der beiden Aufstellungen hauptsächlich darin, daß im ersten Fall der von der Schraube erzeugte Luftstrahl im Raum herumwirbelte und die Schraube einen Teil der entstandenen Wirbel unmittelbar wieder ansaugte. Im zweiten Fall setzte die Schraube die Luft in der geschlossenen Kanalstrecke in langsamen Umlauf, wodurch die Luft des Schraubenstrahls aus dem Ansaugebereich der Schraube entfernt wurde und erst auf einem langen Wege völlig beruhigt wieder vor die Schraube gelangte.

Bei der ersten Aufstellung ergaben sich genau die von Herrn Waetzmann beschriebenen Erscheinungen. Der Sirenenton der Schraube war immer deutlich wahrzunehmen, allerdings mit einer nicht zu überhörenden Unreinheit. Er wurde durch Gegenstände, die man nahe an die Schraube heranbrachte, verstärkt. Bei der zweiten Anordnung dagegen war sehr auffälligerweise der Sirenenton völlig verschwunden, solange der Zufluß oder Abfluß nicht gestört wurde. Hielt man aber in den Zustrom zur Schraube irgendeinen Gegenstand, beispielsweise eine kleine Holzlatte, so war der Sirenenton sofort deutlich vorhanden und diesmal von musikalischer Reinheit. Man konnte sogar mit großer Schärfe die Grenzfläche des Luftstromes abtasten, der durch die Schraube hindurchfloß, indem man die Latte so weit verschob, bis eben der Sirenenton hörbar wurde, und zwar gelang dies noch bei einer Entfernung von 2—3 Schraubendurchmessern vor der Schraube.

Die gemeinsame Erklärung aller dieser Erscheinungen ist die, daß die Druckänderungen, die den Sirenenton erzeugen, auftreten, wenn der Schraubenflügel eine Stelle mit stark veränderter Geschwindigkeit passiert. Wenn er einen Wirbel der Strömung durchschneidet, ist also die Vorbedingung für einen Schall gegeben. Man weiß, daß solche Wirbel sich in der Luft hinter einem Hindernis ziemlich lange halten, und versteht hieraus leicht die Beobachtungen im Versuchskanal, durch dessen besondere Bauart die Luft dem Versuchsobjekt denkbar beruhigt zugeführt wird. Daß bei der in der Halle aufgestellten Schraube der Sirenenton immer da war, ist eine Folge davon, daß die Schraube die Wirbel des von ihr erzeugten Luftstrahles wieder ansaugt. Da diese Wirbel keine feste Position im Raum haben, wie die von der Latte erzeugten, sondern bald hier, bald dort durch den Schraubenkreis treten, und da an jedem Wirbel beim Durchsaugen durch die Schraubenebene nur eine geringe Anzahl von Impulsen entsteht, so ist der Ton merklich unrein.

Von etwas anderer Art sind die Sirenentöne, die ein Hindernis hinter der Schraube hervorruft. Hier ergeben sich einerseits Töne an dem Objekt durch das rhythmische Auftreffen der Schraubenwirbel; diese sind aber wegen der relativ geringen Luftgeschwindigkeit nur schwach. Andererseits ergeben sich Töne an dem Schraubenblatt durch die Verzerrung des Geschwindigkeitsfeldes, die das störende Objekt in der Schraubenkreisebene hervorruft. Diese Wirkung kann sich aber nur bemerkbar machen, wenn das störende Objekt ziemlich dicht hinter der Schraube aufgestellt ist. So ist es zu verstehen, daß, wie auch Herr Waetzmann hervorhebt, störende Körper hinter der Schraube wesentlich weniger Schall erzeugen als solche vor der Schraube.

(Eingegangen am 28. Juni 1921.)

Die Ursachen der Verbesserung des Nachtsehens durch Ferngläser.

(Mitteilung aus dem Laboratorium des Goerz-Scheinwerferbaus, Leipzig-Leutzsch.)

Von G. Gehlhoff.

Es besteht kein Zweifel darüber, daß durch Anwendung eines Fernglases die Beleuchtungsstärke auf der Netzhaut nicht vergrößert wird; denn in demselben Maßstab, wie im Verhältnis der Eintritts- zur Austrittspupille des Fernrohrs die Lichtmenge vergrößert wird, in genau demselben Maßstabe wächst die Bildgröße auf der Netzhaut; die Beleuchtungsstärke könnte also höchstens konstant bleiben; tatsächlich wird durch das Vorsetzen des Fernglases eine erheb-

liche Helligkeitsschwächung durch Reflexions- und Absorptionsverluste im Glas bewirkt, die zum Teil dadurch kompensiert werden kann, daß bei Tageslicht die Augenpupille sich infolge des Abblendens durch die Okularmuschel weiter öffnet und mehr Licht hindurchläßt, eine genügend große Austrittspupille des Fernglases vorausgesetzt. Bei den modernen Prismengläsern sind aber die Lichtverluste so groß, daß sich diese beiden Effekte zum mindesten aufheben werden. In der Tat hat man bei Tage bei Betrachtung durch ein Fernglas im allgemeinen den Eindruck geringerer Lichtstärke als bei Beobachtung mit bloßem Auge.

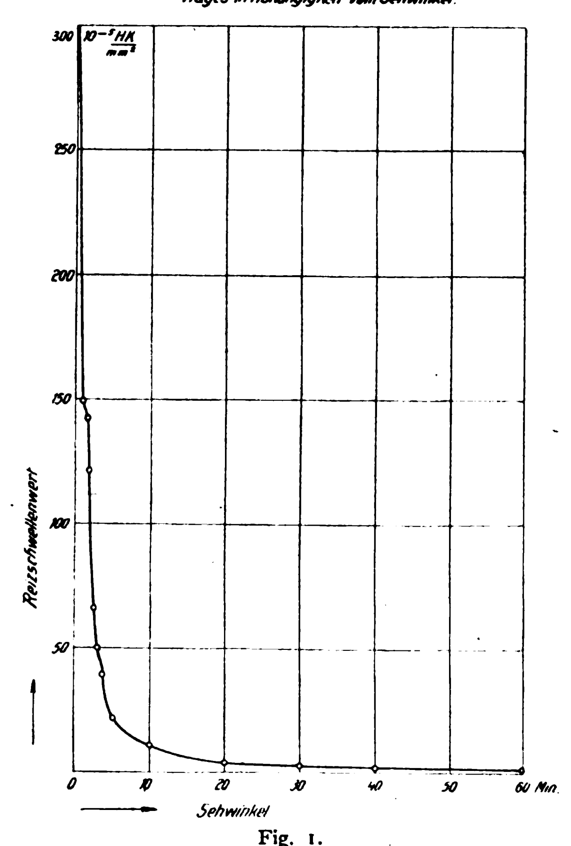


Fig. 1.

Denken wir aber an die Verhältnisse bei Dämmerung und bei Nacht, so fällt der Einfluß der Abblendung des Auges fort, ja im allgemeinen wird bei Nacht die Austrittspupille kleiner als die Augenpupille sein und diese bei Benutzung des Glases nicht einmal voll ausgenutzt, so daß bei Berücksichtigung der Lichtverluste im Glase die Beleuchtungsstärke auf der Netzhaut kleiner, die Bildhelligkeit geringer sein muß. Und doch ist allgemein bekannt, daß die Benutzung eines Nachtglases vorteilhaft ist, d. h., daß man mit Nachtglas mehr Objekte, Einzelheiten mit größerer Deutlichkeit und Helligkeit sieht als mit freiem Auge. So bekannt diese Tatsache ist, hatte man bisher keine Erklärung dafür, die ich jedoch jetzt auf Grund von Ergebnissen von H. Schering und mir[1]) geben kann. Wir haben nämlich den Reizschwellenwert des Auges in Abhängigkeit vom Sehwinkel sowohl für die Zäpfchen (Fovea centralis) als auch für die Stäbchen gemessen und sind dabei zu überraschenden Resultaten gekommen, die in Tab. 1 und Figuren 1—4 wiedergegeben sind.

Tabelle 1.

Sehwinkel	Zäpfchen	Stäbchen
	Beleuchtungsstärke des Netzhautbildes HK/mm² *)	
	proportional	proportional
17,5″	$3{,}23 \cdot 10^{-2}$	$4{,}74 \cdot 10^{-3}$
30″	$2{,}74 \cdot 10^{-3}$	$7{,}43 \cdot 10^{-4}$
52,5″	$1{,}49 \cdot 10^{-3}$	$4{,}74 \cdot 10^{-4}$
62″	$1{,}42 \cdot 10^{-3}$	$4{,}19 \cdot 10^{-4}$
1′ 42″	$1{,}21 \cdot 10^{-3}$	$1{,}72 \cdot 10^{-4}$
2′ 30″	$6{,}61 \cdot 10^{-4}$	$5{,}5 \cdot 10^{-5}$
3′	$4{,}99 \cdot 10^{-4}$	$4{,}7 \cdot 10^{-5}$
3′ 30″	$3{,}95 \cdot 10^{-4}$	$3{,}3 \cdot 10^{-5}$
5′	$2{,}20 \cdot 10^{-4}$	$1{,}73 \cdot 10^{-5}$
10′	$6{,}50 \cdot 10^{-5}$	$3{,}32 \cdot 10^{-6}$
20′	$3{,}86 \cdot 10^{-5}$	$6{,}36 \cdot 10^{-7}$
30′	$2{,}82 \cdot 10^{-5}$	$2{,}62 \cdot 10^{-7}$
40′	$1{,}98 \cdot 10^{-5}$	—
50′	—	$1{,}74 \cdot 10^{-7}$
60′	$1{,}44 \cdot 10^{-5}$	$1{,}23 \cdot 10^{-7}$

*) Reflexionsverluste und Absorptionsverluste im Innern des Auges wurden vernachlässigt. Die Fläche der Augenpupille ist = 1 cm² gesetzt.

Man ersieht hieraus, daß mit zunehmendem Sehwinkel der Reizschwellenwert der Beleuchtungsstärke des Netzhautbildes, d. h. diejenige Flächenhelligkeit auf der Netzhaut, die gerade noch einen Lichtreiz ausübt, bei kleinen Winkeln sehr schnell, dann allmählich langsamer abnimmt, um bei etwa 1° allmählich nahezu konstant zu werden. Das physiologische Grundgesetz der Optik gilt also für diese schwächsten Lichteindrücke nicht! (Nebenbei sei noch erwähnt, daß wir aus den Haltepunkten der Kurven und der Brennweite des Auges mit dieser sehr einfachen Methode die Zäpfchen- und Stäbchengröße in bester Übereinstimmung mit den mikroskopischen Messungen bestimmen konnten. Genaueres siehe l. c.)

Diese Werte geben nun eine Erklärung für den „Nachtglaseffekt". Denken wir uns zum Beispiel eine schwarze Wand, wie einen Wald, eine bewachsene Berghalde, Objekte, die wegen der Oberfläche als recht schwarz bezeichnet werden

[1]) G. Gehlhoff und H. Schering, Über die Abhängigkeit des Reizschwellenwertes des Auges vom Sehwinkel. Zeitschr. f. Beleuchtungswesen **25** (1919), S. 17.

können, und davor einzelne Objekte, Bäume, Gebäude usw., die sehr schwach beleuchtet sind. Es sei das Objekt etwa so groß und so weit entfernt, daß sein Sehwinkel etwa 30″ ist. Die Beleuchtung soll so gering sein, daß die Beleuchtungsstärke des Netzhautbildes etwa gleich $1 \cdot 10^{-3}$ HK/mm² ist. Ein Blick auf Tab. 1 zeigt sofort, daß es mit unbewaffnetem Auge und direktem Beobachten überhaupt nicht zu sehen ist, da die Helligkeit seines

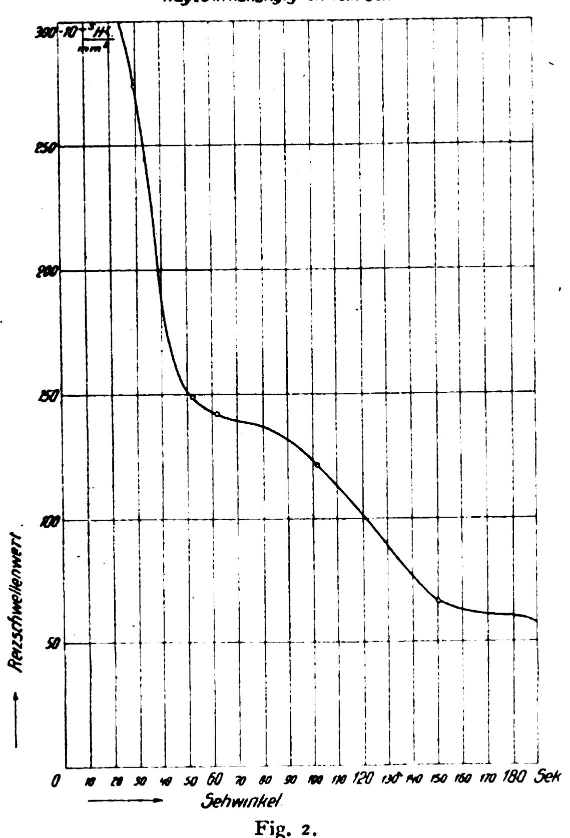


Fig. 2.

Bildes unter dem Reizschwellenwert liegt. (Vom indirekten [Stäbchen-] Sehen soll einstweilen abgesehen werden.)

Nun nehmen wir ein zunächst lichtverlustlos gedachtes Nachtglas von 6facher Vergrößerung zu Hilfe, so daß die scheinbare Bildgröße von 0,5 auf 3′ vergrößert wird. Setzen wir weiter voraus, daß Austrittspupille und Augenpupille mindestens den gleichen Durchmesser haben, so wird die Beleuchtungsstärke des Netzhautbildes gleich bleiben, und zwar $1 \cdot 10^{-3}$ HK/mm²; dieser Wert ist jedoch doppelt so hoch wie der Reizschwellenwert bei 3′ Sehwinkel, der rund $5 \cdot 10^{-4}$ HK/mm² beträgt, d. h. das Bild ist über die Reizschwelle getreten und dadurch sichtbar geworden.

Aus dieser Betrachtung erkennt man den indirekten Einfluß der Vergrößerung zur Sichtbarmachung schwach beleuchteter Objekte: Durch die Vergrößerung des Netzhautbildes kommt man cet. par. in die Gegend, in der der Reizschwellenwert geringer ist, in der also die Bildhelligkeit zur Auslösung eines Reizes genügt.

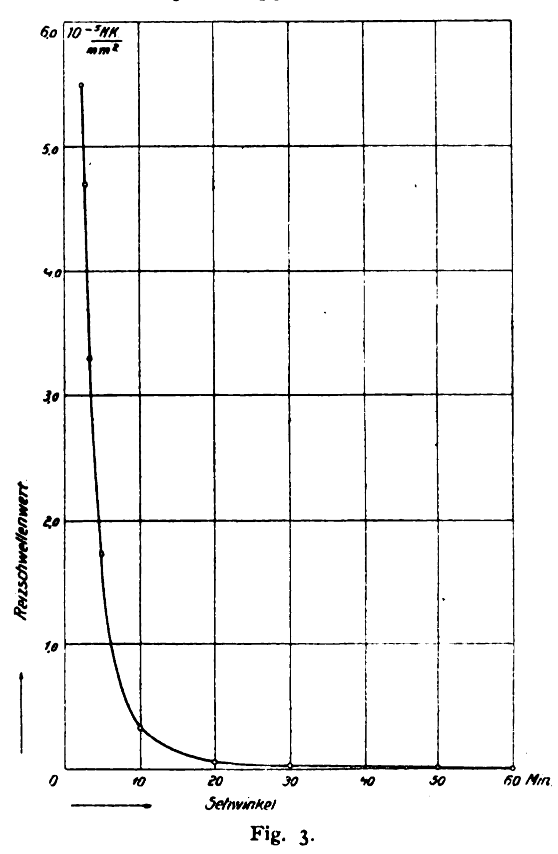


Fig. 3.

Dieser Vorgang ist identisch und zu vergleichen mit einem anderen, der durch die Reizschwellenmessungen in Abhängigkeit vom Sehwinkel gleichfalls erklärt wird: Ein Objekt, z. B. ein Baum, sei so schwach beleuchtet, daß man nichts erkennen kann; beim Näherkommen hebt es sich zunächst in seinen Umrissen ab, bei weiterer Näherung erkennt man den Stamm, größere Äste, einzelne Teile seiner Form, sodann kleinere Zweige, schließlich sogar Einzelheiten des Stammes, der Rinde, Löcher usw. Auch dies wird durch obige Resultate zwanglos erklärt.

Der Verlauf der Kurve in Fig. 1 läßt erwarten, daß die Stärke der Vergrößerung von wachsendem Einfluß sein muß, jedoch von verschiedenem je



nach Ausgangsgröße des Sehwinkels des Objektes bei unbewaffnetem Auge.

Um zunächst den Einfluß der Vergrößerung für sich zu bestimmen, setzen wir voraus, daß das Fernglas keine Absorption hat und daß die Austrittspupille so groß ist, daß keine Abblendung der Augenpupille stattfindet, mithin das ganze ins Objektiv eintretende Licht restlos ins Auge gelangt.

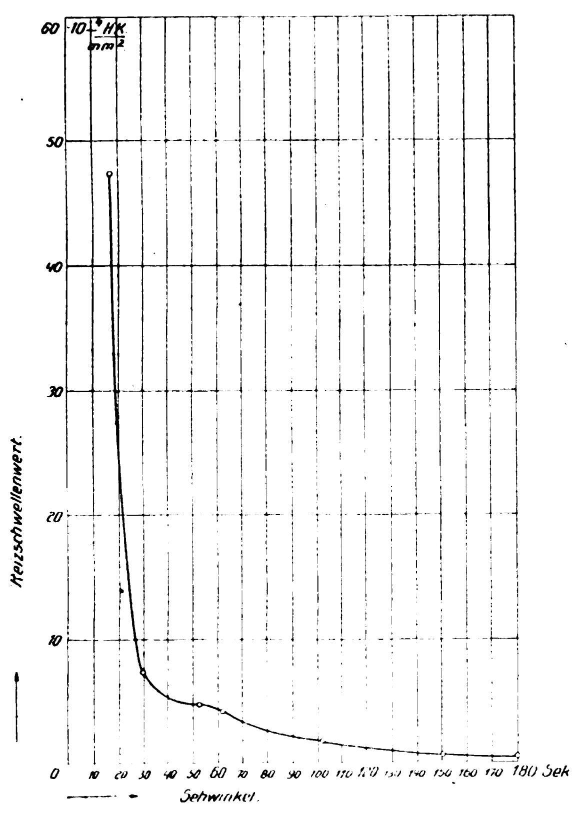


Fig. 4.

Auch die Verluste durch Beugung seien nicht berücksichtigt, da diese bei den großen Pupillen zu vernachlässigen sind. Das Ergebnis zeigt Tab. 2, welche angibt, wievielmal unter obiger Voraussetzung der Reizschwellenwert bei einem Sehwinkel mit unbewaffnetem Auge größer ist als bei dem Sehwinkel nach Vergrößerung durch das Glas. Das bedeutet natürlich nicht, daß die Helligkeitsempfindung um den gleichen Betrag gesteigert ist, da wir über das diesbezügliche Gesetz bei diesem Grenzwert nichts wissen, während ja bei normalen Helligkeiten das logarithmische Gesetz gilt. Wohl aber sagt die Tab. 2 aus, um wievielmal der Lichtreiz auf der Netzhaut vergrößert wird, wenn ein Objekt, das bei unbewaffnetem Auge an der Reizschwelle liegt, durch ein Fernglas verlustlos vergrößert wird.

Das Resultat ist überraschend. Es zeigt sich, daß bei kleinen Sehwinkeln dieser Effekt schnell bis zu einem Maximum ansteigt, um dann langsam abzunehmen, und daß das Maximum, das bei allen Vergrößerungen (mit Ausnahme der dreifachen) bei demselben Augensehwinkel von etwa 2′ liegt, mit der Vergrößerung außerordentlich stark wächst. (Daß die Werte für 0,5′ und 1′ etwas schwanken, liegt daran, daß sich in dieser Gegend der erste ziemlich stark ausgeprägte Haltepunkt befindet.) Besonders fällt dieser Gang bei graphischer Darstellung (Fig. 5) ins Auge.

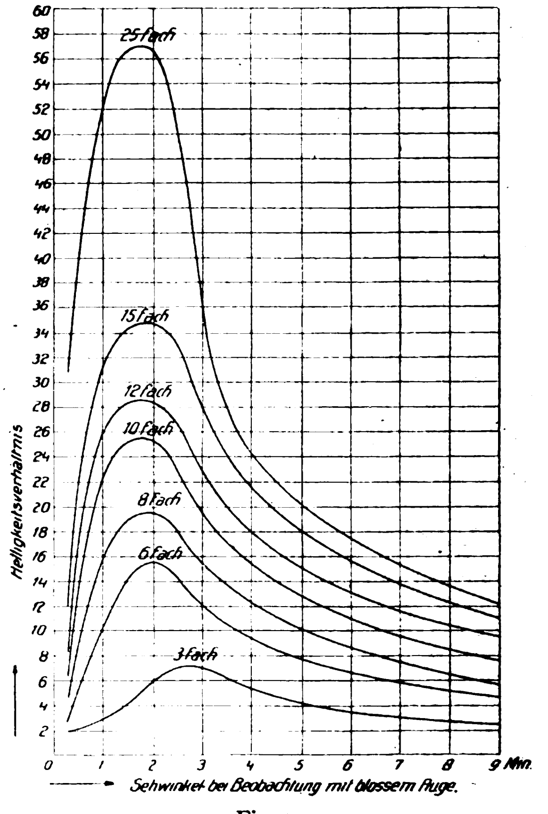


Fig. 5.

Es geht also hieraus mit Deutlichkeit hervor, daß die Vergrößerung bei sehr schwacher Helligkeit einen die Helligkeitsempfindung steigernden Effekt hat — wie ja auch schon bekannt. Dieser Effekt geht annähernd proportional mit der Vergrößerung, wie Fig. 6 zeigt, jedoch stärker ansteigend, bei Sehwinkeln zwischen unterhalb 0,5′. Die Kurve für den Sehwinkel von 1′ zeigt infolge des an dieser Stelle auftretenden Haltepunktes in der Lichtreiz-Sehwinkelkurve einen unregelmäßigen Verlauf.

Geht man bei unbewaffnetem Auge noch unter die Reizschwelle, so läßt sich der Effekt zahlen-

mäßig nicht mehr ausdrücken, jedoch ist der Effekt dann erst recht markant.

Es fragt sich nun noch, wie weit diese Resultate in der Praxis durch Lichtverluste im Glas

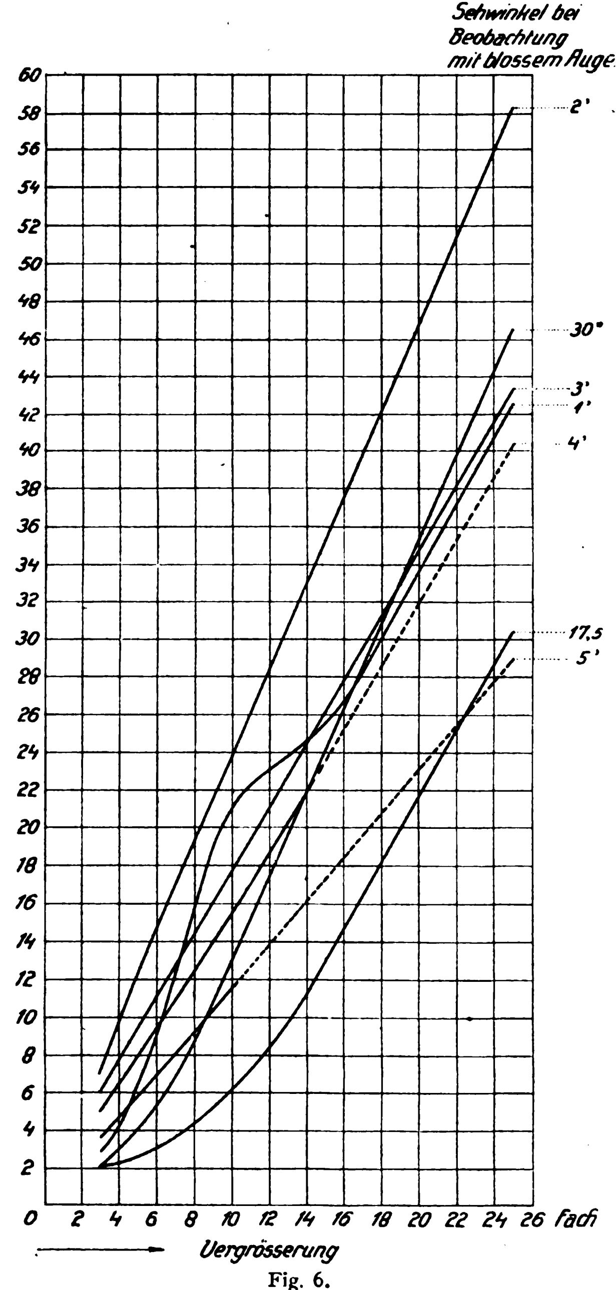


Fig. 6.

und durch Pupillenverluste beeinflußt werden. Hierfür habe ich einige praktische Fälle durchgerechnet, und zwar den eines 3fachen Galilei-Nachtglases, eines 6fachen Marineglases mit 30 mm Objektivdurchmesser und den des 8fachen Goerz-Fliegerglases mit 60 mm Objektivdurchmesser. Im ersten Fall ist der Lichtverlust zu 20 % angesetzt; der Pupillenverlust ist gleich Null, da die Austrittspupille größer als die Augenpupille ist. Im zweiten Fall ist der Lichtverlust im Glase zu 40 % angesetzt; bei 5 mm Austrittspupille und 7 mm Augenpupille wird diese nur zu 49 : 25 = 50 % ausgenutzt. Im dritten Fall ist der Lichtverlust zu 50 % angesetzt. Die Austrittspupille ist 7,5 mm, also diese nicht ganz ausgenutzt, was jedoch keine Rolle spielt. Die Ergebnisse sind in Tab. 3 zusammengetragen, und man sieht, daß trotz erheblicher Verluste noch ein wesentlicher Effekt übrig bleibt, z. B. bei dem 6fachen Glase im Maximum die rund 5fache, beim 8fachen sehr lichtstarken Glase die rund 10fache Steigerung des Netzhautreizes über den Schwellenwert. Man findet aber auch das praktische Resultat bestätigt, daß das einfache Galileiglas günstiger als Nachtglas (abgesehen von seinen sonstigen Nachteilen) ist als das 6fache Prismenglas.

Tabelle 2.

Sehwinkel (Auge)	Helligkeitsverhältnis						
	Vergrößerung						
	3	6	8	10	12	15	25 mal
17,5″	2,2	2,75	4,3	6,5	8,2	12,2	30,7
30″	2,1	5,5	8,6	12,5	17,1	26,0	45,0
1′	2,8	8,9	15,8	21,9	22,5	25,4	42,5
2′	6,1	15,5	19,6	25,4	28,4	34,7	57,0
3′	7,1	11,6	14,5	17,7	21,7	27,0	42,0
4′	5,1	9,3	12,0	16,2	18,2	22,2	—
5′	3,9	7,9	11,1	12,9	15,3	—	—
6′	3,7	7,0	9,1	11,1	—	—	—
8′	2,6	5,1	6,25	—	—	—	—
9′	2,4	4,6	—	—	—	—	—
10′	2,3	4,5	—	—	—	—	—

Es ist klar, daß man aus diesen Resultaten wichtige Folgerungen für die Konstruktion und die Wahl von Nachtgläsern ziehen kann, so z. B., daß es auf die scheinbare Größe des Objekts ankommt, daß die Vergrößerung von höchstem Einfluß ist, der aber durch Glasverluste erheblich, noch mehr aber durch Pupillenverluste eingeschränkt werden kann, will man nicht zu unförmlichen und unhandlichen Gläsern kommen.

Streng genommen kommt es in der Praxis nicht ausschließlich auf diesen Effekt, d. h. auf Annahme heller Objekte gegen schwarzen Hintergrund, sondern auch auf die Veränderung der photometrischen Differenzierung bei Benutzung von Nachtgläsern an; immerhin sieht man bereits, daß in einem größeren Objekt auf diese Weise Einzelteile über die Reizschwelle hinausgehoben werden, während andere zurückbleiben, so daß nicht einmal die eingangs gemachte Voraussetzung zuzutreffen braucht. Im übrigen soll diese Frage durch im Gang befindliche Versuche weiter geklärt wer-

Tabelle 3.

Sehwinkel		Verhältnis der Reizschwellenwerte		
Auge	Glas	ohne Berücksichtigung der Lichtverluste	mit Berücksichtigung der Lichtverluste	mit Berücksichtigung der Pupillen
Galilei 3mal. Lichtverlust 20%, Pupille größer als Augenpupille.				
17,5"	52,5"	2,2	1,76	—
30"	1,5'	2,1	1,70	—
1'	3'	2,8	2,24	—
2'	6'	6,1	4,9	—
3'	9'	7,1	5,7	—
4'	12'	5,1	4,1	—
5'	15'	3,9	3,1	—
6'	18'	3,7	3,0	—
7'	21'	3,2	2,6	—
8'	24'	2,6	2,1	—
9'	27'	2,4	1,9	—
10'	30'	2,3	1,8	—
Marineglas 6 × 30. Lichtverlust 40%, Austrittspupille 5 mm, Papillenverlust 50%.				
17,5"	1,75'	2,75	1,65	0,83
30"	3'	5,5	3,3	1,65
1'	6'	8,9	5,3	2,65
2'	12'	15 5	9,3	4,65
3'	18'	11,6	7,0	3,50
4'	24'	9,3	5,6	2,8
5'	30'	7,9	4,7	2,35
6'	36'	7,0	4,2	2,1
7'	42'	6,3	3,8	1,9
8'	48'	5,1	3,1	1,55
9'	54'	4,6	2.75	1,38
10'	60'	4,5	2,7	1,35
Goerz-Fliegerglas 8 × 60. Lichtverlust 50%, Austrittspupille 7,5 mm.				
17,5"	2,3'	4,2	2,1	—
30"	4'	8,6	4,3	—
1'	8'	15,8	7,9	—
2'	16'	19,6	9,8	—
3'	24'	14,5	7,25	—
4'	32'	12,0	6,0	—
5'	40'	11,1	5,1	—
6'	4[illegible]'	9,1	4,6	—
7'	56'	7,75	3,9	—
8'	64'	6,25	3,1	—

den. Kürzlich veröffentlichte Messungen von Karrer und Tyndall[1]) haben in dieser Richtung eine deutliche Abhängigkeit der photometrischen Differenzierung in Abhängigkeit vom Sehwinkel ergeben, derart, daß auch in dieser Hinsicht durch Vergrößerung des Sehwinkels eine Verstärkung der photometrischen Differenzierung sich ergibt.

Daneben läuft nun unterstützend noch ein anderer Effekt, nämlich ein psychologischer, der allerdings erst nach dem ersten Effekt eintreten kann. Ich habe durch Scheinwerferversuche festgestellt, daß an der Grenze der Sichtweite ein Scheinwerfer geringerer Helligkeit, aber größerer Streuung eine bessere „Ausmachung" (Erkennbarkeit) von Objekten ergibt als ein solcher größerer Helligkeit, aber geringerer Streuung. Dies ist so zu erklären, daß man aus einer größeren Zahl von Einzeleindrücken sich leichter ein Bild kombinieren kann als aus einer kleineren Zahl wenn auch etwas hellerer Einzeleindrücke. Dies kommt uns nun bei der Benutzung von Nachtgläsern zustatten: In einem schwach beleuchteten Objekt wird durch den zuerst geschilderten Effekt eine größere Zahl von Einzelteilen durch Bewaffnung des Auges über die Reizschwelle gehoben. Es tritt nun dazu der zweite psychologische Effekt, der die Erkennbarkeit des ganzen Bildes steigert. Beide Effekte wirken zusammen und verstärken die Wirkung, ja werden durch Kombination manches mehr erkennen lassen, als der Verminderung der Reizschwellenwerte entspricht.

[1]) Scient. Pap. Bureau of Standards, No. 366. Washington 1920.

Zusammenfassung.

Die bekannte Tatsache, daß durch Benutzung eines Nachtglases unter gegebenen Umständen die Erkennbarkeit von schwach beleuchteten Objekten gesteigert wird, wird erklärt, und zwar:

1. Dadurch, daß die Objekte oder ihre Einzelteile durch Vergrößerung des Sehwinkels über die Reizschwelle gehoben werden;
2. durch das Hinzutreten des psychologischen Moments, daß durch eine vermehrte Zahl von Einzeleindrücken die Erkennbarkeit gesteigert wird.

Es sei hinzugefügt, daß für den Stäbchenapparat die Verhältnisse ungefähr gleich sind.

(Eingegangen am 1. Mai 1921.)

Über eine Anordnung zur Darstellung des zeitlichen Verlaufes von Hochspannungsentladungsströmen im Polarkoordinatensystem mit Hilfe einer Glimmlichtoszillographenröhre.

Von F. Zacher.

Die Darstellung des zeitlichen Verlaufes elektrischer Ströme bzw. elektrischer Vorgänge insbesondere in Hochspannungssystemen geschieht in vielen Fällen mit Hilfe der Gehrkeschen Glimmlichtoszillographenröhre, die im wesentlichen aus einer Glasröhre besteht, in welche zwei meist stabförmige Elektroden luftdicht eingeschmolzen sind, wobei der Grad der Luftleere in dieser Röhre so bemessen ist, daß sich bei der Entladung hochgespannter elektrischer Ströme zwischen den Elek-

troden die bekannten Glimmlichterscheinungen bilden. Entsprechend dem zeitlichen Verlauf des zur Entladung kommenden elektrischen Stromes ist die Oberfläche der jeweils negativen Elektrode proportional den Momentanwerten der Stromstärke mit einer Glimmlichthaut bedeckt, wobei die direkte Beobachtung der ruhenden Röhre wohl eine Messung der Länge desjenigen Teiles der Elektrode gestattet, welche von dem Glimmlicht bedeckt ist, um das Resultat als Maß für die Intensität der Entladungsströme heranzuziehen, nicht jedoch ist es möglich, auf die Kurvenform des zur Entladung kommenden Stromes zu schließen. Um den zeitlichen Verlauf und damit die Form der Entladungskurven zwecks späterer Ausmessung und Auswertung besonders interessierender Größen sinnlich wahrnehmbar zu machen, haben sich in der Praxis im allgemeinen zwei Methoden herausgebildet, die in eine solche mit unbewegter und in eine solche mit bewegter Oszillographenröhre unterteilt werden mögen. In beiden Fällen kommt es darauf an,

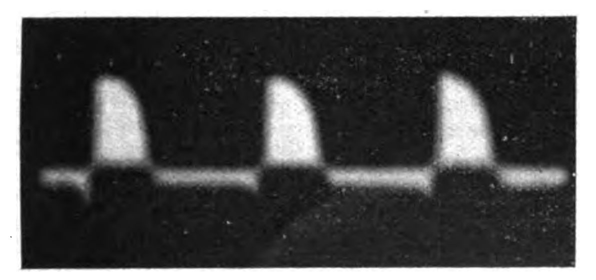


Fig. 1.

das streifenförmige Glimmlichtbild senkrecht zur Längenachse der Röhre zu einem Flächenbild auseinderzuziehen. In bekannter Weise geschieht dies bei unbewegter Röhre mit Hilfe des rotierenden Spiegels oder mit Hilfe in geeigneten Vorrichtungen (Schlitzkamera mit Objektiv) vorzugsweise geradlinig bewegter lichtempfindlicher Platten, nach deren Entwicklung ein bleibendes Bild zum Studium der Entladungskurve und Ausmessung besonders wichtiger Punkte zur Verfügung steht. In diesem Falle würde sich das derart gewonnene Flächenbild, dessen Begrenzungslinien den zeitlichen Verlauf des Entladungsstromes darstellen, wie aus Fig. 1 ersichtlich, zeigen. Es ist dies die Entladungskurve des sekundären Stromes eines Hochspannungstransformators mit offenem Eisenkern, in dessen Primärstromkreis ein periodisch wirkender, umlaufender Stromunterbrecher geschaltet ist. Parallel zur Unterbrecherstelle ist ein Kondensator angeordnet. Der Schließungsimpuls zeigt eine ausgesprochene Kurvenspitze, welche von einer durch den Kondensator verursachten, im Moment der Öffnung des primären Stromes sich überlagernden Schwingung herrührt.

In Fig. 2 ist der Verlauf eines sinusförmigen Wechselstromes, der Sekundärseite eines Hochspannungstransformators mit geschlossenem Eisenkern entnommen, dargestellt.

Die zweite Methode, d. i. die Beobachtung bei bewegter Glimmlichtröhre, gewährt ohne die oben angeführten Hilfsmittel die Möglichkeit, den schmalen Glimmlichtstreifen zu einem Flächenbild auseinanderzuziehen und den Verlauf der Entladungskurve zu betrachten. Die Anordnungen zur Erreichung dieses Zieles können mannigfacher Art sein. Der Kurvenindikator von Voltz und Janus[1]) enthält eine rotierende Glimmlichtröhre, welche in dem einen Flügel eines zweiflügeligen propellerähnlichen Gebildes eingelassen ist. Bei Umlaufzahlen des Flügels synchron zur Wechsel-

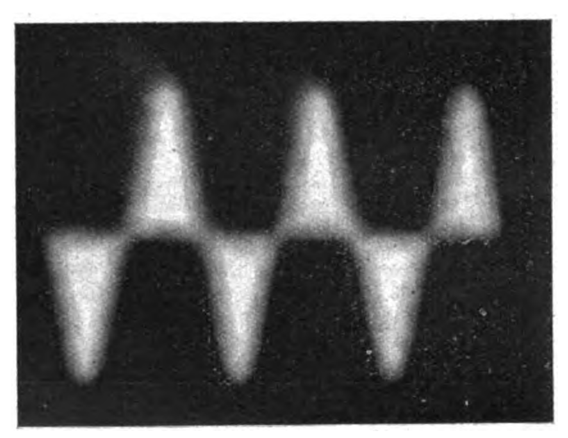


Fig. 2.

zahl der Stromquelle bleibt das auf diese Weise hervorgerufene Kurvenbild stehen und kann photographisch fixiert werden. Beim Ausmessen der Kurvenbilder ist zu beachten, daß infolge der radialen Entstehungsform Verzerrungen der Kurvenbilder entstehen. Der Verlauf eines sinusförmigen Wechselstromes, welcher der Sekundärseite eines Hochspannungstransformators mit geschlossenem Eisenkern entnommen werden kann, stellt sich dann wie in Fig. 3 gezeigt dar. Voltz[2 u. 3]) teilweise in Gemeinschaft mit Janus[4]) stellte dann mit diesem Apparat eine Reihe von Untersuchungen an, die sich in der Hauptsache auf die Kurvenform hochgespannter elektrischer Ströme, wie sie

[1]) Voltz-Janus, „Eine Methode zur Darstellung der Stromkurven hochgespannter Ströme", Phys. Zeitschrift, Band 16, Heft 7.

[2]) Voltz, „Ziele und Probleme der Röntgenstrahlenmeßtechnik", Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen, Band XXIV.

[3]) Voltz, „Untersuchungen über die Stromkurven hochgespannter, intermittierender, pulsierender und gleichgerichteter Ströme", Archiv für Elektrotechnik, Heft 5, 1920.

[4]) Voltz-Janus, „Entladungskurven hochgespannter Ströme", Phys. Zeitschrift 1915, Heft 11.

die Röntgentechnik verwendet, bezogen. Die Anordnung bedingt eine Verzerrung des Flächenbildes insofern, als es an der Basis etwas zusammengedrückt, an dem äußersten Umfang etwas in die Breite gezogen erscheint.

Bei der Siemensschen Anordnung[1]) liegt die Drehungsachse parallel zur Achse der Glimmlichtoszillographenröhre, welche daher auf der Mantelfläche eines Zylinders entlang wandert. Die Flächenbilder stellen sich demnach so dar, wie diejenigen in Fig. 1 und 2, wobei bei Ausmessungen der photographisch fixierten Bilder zu beachten ist,

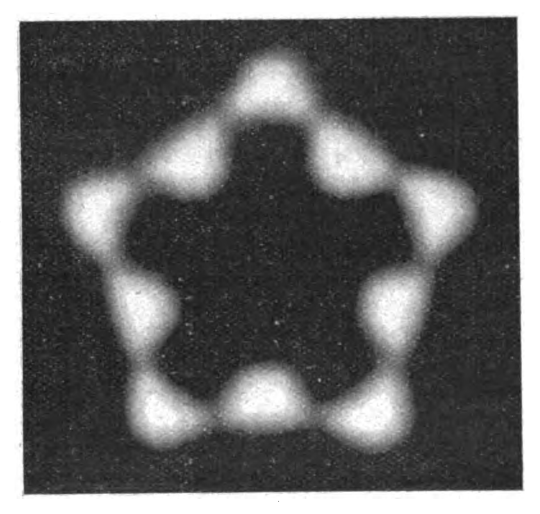


Fig. 3.

daß, je kleiner der Abstand der Drehungsachse des Systems von der Achse der Oszillographenröhre ist, um so mehr die Flächenbilder seitlich zusammengedrückt erscheinen. Insbesondere eignet sich diese Anordnung dazu, den Entladungsvorgang einem größeren Auditorium allseitig gut erkennbar zu demonstrieren, eine Eigenschaft, die auch dem Kurvenindikator nach Voltz zukommt.

Eine dritte Anordnung ist die nach F. Kock[2]), bei welcher eine rechtwinkelig abgebogene Glimmlichtröhre auf einer um eine vertikale Achse umlaufende Holzscheibe in der Weise befestigt ist, daß der eine Schenkel auf der Holzscheibe ruht, der andere, im rechten Winkel dazu stehende auf einer Zylinderfläche entlang wandert. Das Bezugssystem der erhaltenen Kurvenbilder ist ein rechtwinkeliges Koordinatensystem. Mit Hilfe besonderer Anordnungen, die dem Entladungsvorgang in der Röhre dienlich sind, lassen sich auch für Meßzwecke genügend genaue und vollständige Kurvenbilder erzielen.

Für manche Untersuchungen ist es vorteilhaft, die Entladungskurven in einem Polarkoordinatensystem zur Darstellung zu bringen, dessen Abszisse zu einem Punkt zusammengeschrumpft ist, somit also den Drehpunkt des gesamten Systems bildet.

So haben D. W. Chubb[1]) und weiterhin W. Grix[2]) Methoden angegeben, den zeitlichen Verlauf niedriggespannter Ströme in Polarkoordinaten darzustellen. Zur Verwendung gelangte in diesen Fällen die Braunsche Kathodenstrahlenröhre, jedoch können auch die gebräuchlichen technischen Oszillographen herangezogen werden. Die Aufnahmen werden bei ruhender Braunscher Röhre hergestellt, wobei die Ebene der photographischen Platte senkrecht zur Achse der Röhre steht und um diese Achse rotiert. Der Schnittpunkt der Röhrenachse mit der Ebene der photographischen Platte bildet den Pol des Koordinatensystems. Die Anordnung kann auch mechanisch umgekehrt werden, d. h. bei stillstehender photographischer Platte läßt man die Braunsche Röhre um ihre Längsachse umlaufen. Bei Verwendung eines technischen Oszillographen ist nicht der Pol des Polarkoordinatensystems der Ausgangspunkt der Ordinaten der Strom- bzw. Spannungswerte, sondern ein Kreis, dessen Mittelpunkt mit dem Pol des Polarkoordinatensystems zusammenfällt. Für hochgespannte Ströme ergibt sich eine analoge Darstellung bei Anwendung einer Glimmlichtröhre im Kurvenindikator nach Voltz. Auch bei den mit dieser Vorrichtung gewonnenen Kurvenflächenbildern liegt die Basis derselben auf einem Grundkreis, die positiven Strom- bzw. Spannungswerte erscheinen außerhalb, die negativen innerhalb dieses Kreises.

Denkt man sich den in der verlängert gedachten Längenachse der umlaufenden Glimmlichtröhre befindlichen Drehpunkt dieses Systems entlang dieser Achse so lange verschoben, bis er in die Mitte des Elektrodenabstandes gelangt ist, so wird der Drehpunkt zum Pol des Polarkoordinatensystems, von dem die Ordinaten der Strom- bzw. Spannungswerte ausgehen. Schematisch ist eine solche Anordnung aus Fig 4 ersichtlich.

Die Glimmlichtröhre *a* rotiert um eine senkrecht zu ihrer Längsachse, ungefähr durch den Fußpunkt des Glimmlichtes an der Kathode, zweckmäßig also durch die Mitte des Elektrodenabstandes der Röhre hindurchgehenden Achse *b*. Sie ist auf

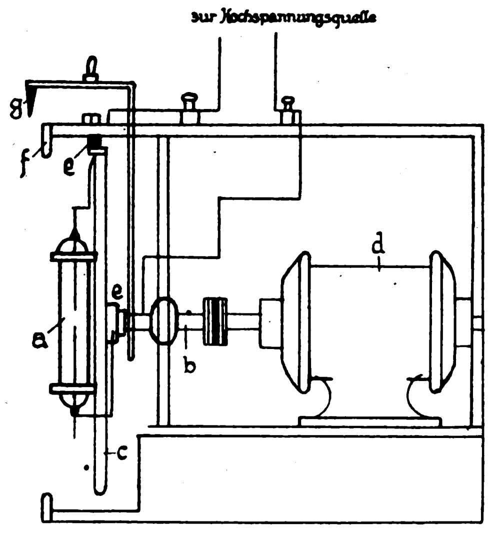
[1]) K. Lasser, „Die Röntgenstrahlenerzeugung in der neuen gasfreien Röhre und Spezialapparate zu ihrem Betrieb für Diagnostik und Therapie", Berliner Klinische Wochenschrift, Jahrgang 16, Heft 12 und 13.

[2]) F. Kock, „Apparat zur Aufnahme und Demonstration von Resonanzkurveu", Phys. Zeitschrift XII, 1911, S. 379

[1]) D. W. Chubb, „Polar und Circular Oscillogramms and Their Practical Application", The Electric Journal Mai 1914, S. 202.

[2]) W. Grix, „Polaraufnahmen einfacher und kombinierter Wechselstromschwingungen". Mitteilung aus dem Elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule, Danzig, E. T. Z. 1921, Heft 27/28.

einer Scheibe *c* aus Isoliermaterial befestigt, die durch einen Motor *d* oder von Hand angetrieben werden mag. Man wird vorteilhaft eine solche Umlaufzahl wählen, welche gleich oder ein ganzzähliges Vielfaches der Periodenzahl des zu untersuchenden periodischen Stromes ist; der Deutlichkeit der Darstellung wegen empfiehlt sich die erstere. Vorteilhaft wird man die die Glimmlichtröhre tragende Scheibe *c* mit der Achse derjenigen Maschine unmittelbar verbinden, welche die zu untersuchende Einrichtung mit Strom speist. Mit Hilfe von Schleifkontakten *e*, *e* sind die Klemmen der Glimmlichtröhre mit der Hochspannungsquelle verbunden. Diese Darstellung des zeitlichen Verlaufes der Entladungskurve hat den Vorteil, daß die Extreme des Betrages der zu untersuchenden veränderlichen, elektrischen Größe sehr viel deutlicher dargestellt werden und daher ihre Abstände im Winkelmaß und aus diesem im Zeitmaß viel genauer ermittelt werden können, als mit anderen Anordnungen. Zwecks Ermittlung dieser Abstände ist die umlaufende, die Glimmlichtröhre tragende Scheibe von einem ruhenden Teilkreis *f* umgeben, dessen Skala in Winkelgrade geteilt ist, auf welcher zwei Marken *g*, *g'* beweglich angebracht sind. Die in Fig. 5 als Beispiel im rechtwinkligen Koordinatensystem wiedergegebene schematische Kurve stellt sich bei der neuen Anordnung im Polarkoordinatensystem so wie in Fig. 6 gezeichnet dar. Sie entspricht dem Verlauf der sekundären Entladung eines Induktors mit offenem Eisenkern, in dessen primären Stromkreis ein umlaufender Unterbrecher geschaltet ist, welcher bei jeder Umdrehung den primären Strom zweimal unterbricht. Die mit x und x_1 bezeichneten Flächenteile stellen in ihren Umgrenzungslinien den Verlauf des Öffnungs- bzw. Schließungsinduktionsstromstoßes bei der ersten Unterbrechung, die mit y und y_1 bezeichneten Flächenteile denselben um 180^0 später einsetzenden Vorgang bei der zweiten Unterbrechung dar. Die extremen Punkte des Öffnungs- bzw. Schließungsinduktions-



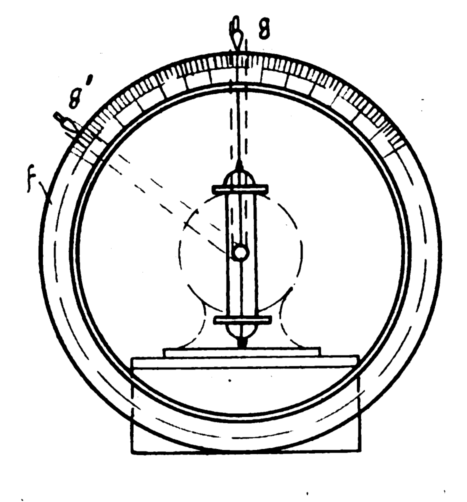


Fig. 4.

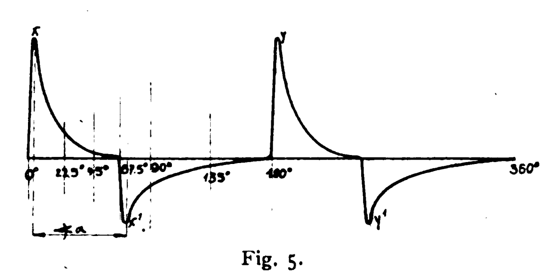


Fig. 5.

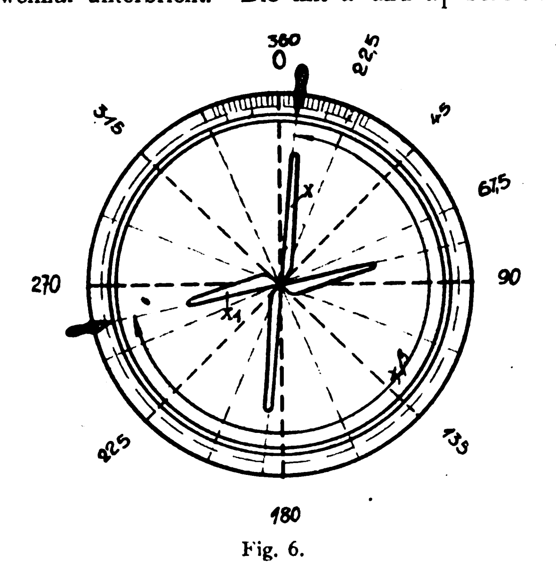


Fig. 6.

stoßes seien um den Winkel α gegeneinander verschoben. Läuft bei der vorbeschriebenen Anordnung die Oszillographenröhre im Sinne des Uhrzeigers um, so ergibt sich, zeichnerisch ermittelt, der Verlauf der Entladung des Öffnungsinduktionsstoßes im Polarkoordinatensystem, sowie die mit x bezeichnete Fläche der Fig. 6. Nach einer Drehung von ca. 62^0 tritt Polwechsel ein und die negativen Stromwerte des Schließungsinduktionsstoßes kommen zur Entladung. Es wird sich nunmehr aber die andere Elektrode der Oszillographenröhre mit Glimmlicht bedecken und der extreme Punkt wird nach weiterer Drehung, ungefähr um $5{,}5^0$ also bei $67{,}5^0$ erreicht, worauf die Kurve wieder abklingt. Der Verlauf des Schließungsinduktionsstoßes ist aus der Umgrenzungslinie der mit x_1 bezeichneten Fläche zu ersehen. Zu beachten ist, daß, da beide Elektroden in einer Geraden liegen, also um 180^0 gegeneinander versetzt sind, die Fläche x_1 sich nicht um die aus dem rechtwinkligen Koordinatensystem ergebenden Winkelgrade direkt der Fläche x anschließt, sondern gegen diese in der Drehrichtung der Oszillographenröhre um 180^0 verschoben ist. Die extremen Punkte liegen also nicht um $67{,}5^0$, sondern um 180^0 plus $67{,}5^0$ auseinander. Bezeichnet man den mit Hilfe der über dem ruhenden Teilkreis verschiebbaren Zeiger festgestellten Winkel zwischen den extremen Punkten der Öffnungs- und Schließungsintensität mit β, den wirklichen Abstand der extremen Punkte mit α, so besteht die Beziehung

$$\alpha = \beta - 180^0.$$

Wird, wie im vorliegenden Beispiel, der hochgespannte Strom wechselnder Richtung und Stärke durch die Unterbrechung eines Gleichstromes im primären Stromkreis eines Hochspannungstransformators mit offenem Eisenkern erzeugt, wie es bei Apparaten zum Betrieb von Röntgenröhren in vielen Fällen gebräuchlich ist, wobei die Unterbrechungszahl pro Umdrehung 1, 2, oder auch 4 betragen kann, so gilt die erwähnte Beziehung nur, wenn die Umlaufzahl der Oszillographenröhre gleich der Umlaufzahl des die Unterbrechervorrichtung antreibenden Motors ist.

Willkürlich hervorgerufene Änderungen der zeitlichen Folge der extremen Punkte bei Verwendung von im Primärstromkreis periodisch wirksamen Unterbrechervorrichtungen, etwa durch Veränderung der Stromschlußdauer, lassen sich in bequemer Weise aus den gemessenen Winkelwerten ermitteln und für weitere Rechnungen verwerten. Für den Fall des Synchronverlaufes kann der ruhende Teilkreis außer oder an Stelle der Winkelskala mit einer Zeitskala versehen werden, um auch die Zeit direkt ablesen zu können.

Als weiteres Beispiel sei in Fig. 7 die experimentell gewonnene Stromkurve eines hochgespannten, annähernd sinusförmigen Wechselstromes, welcher einem eisengeschlossenen Transformator entnommen wurde, im Polarkoordinatensystem dargestellt. Die Flächenbilder für die positiven und negativen Stromwerte überdecken sich wie immer für den Fall, daß Synchronismus zwischen der Drehzahl der Oszillographenröhre und der Periodenzahl des zu untersuchenden Wechselstromes besteht. Ist die Drehzahl der Oszillographenröhre

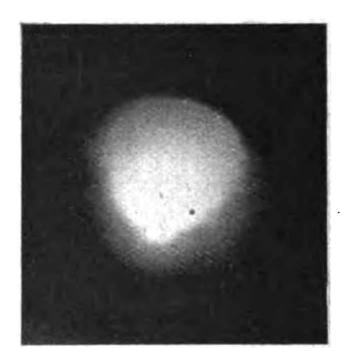


Fig. 7.

nur halb so groß, wie die Periodenzahl, so erscheinen nicht nur die positiven und negativen Flächenbilder getrennt, sondern pro Umdrehung zweimal, so daß sich das aus Fig. 8 ersichtliche Bild ergibt Die nachstehenden experimentell gewonnenen Kurven zeigen den Verlauf von Stromstärken, die einem Induktor mit offenem Eisenkern

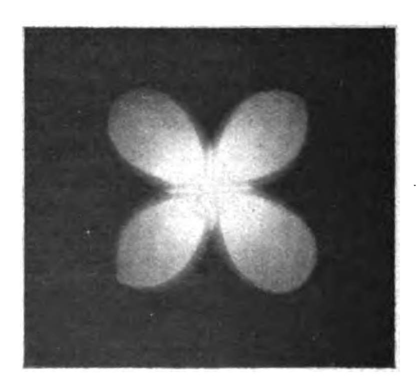


Fig. 8.

entnommen sind, in dessen primäre Wicklung ein periodisch wirkender, mit Hilfe eines Elektromotors angetriebener, umlaufender Stromunterbrecher eingeschaltet war. Parallel zur Unterbrechungsstelle waren Kondensatoren verschiedener Kapazität geschaltet. Bei jeder Umdrehung des Unterbrechers wurde der primäre Strom einmal unterbrochen. Der Entladungsvorgang im sekundären Kreise spielt sich nun nicht als ein einziger kontinuierlich verlaufender ab, sondern infolge der Kapazität im primären Kreis als Schwingungsvorgang mit mehr oder weniger kräftigen Teilentladungen, deren

Amplitude nach einem Exponentialgesetz nach und nach abnimmt und deren Zahl abhängig ist von der Größe der Kapazität in der Weise, daß mit zunehmender Kapazität die Anzahl der Teilentladungen abnimmt. Unter Berücksichtigung dessen, daß sich diese Schwingungen bei unbelastetem sekundären Kreis rechnerisch verfolgen lassen, hat Voltz[1]) zwischen den berechneten Vorgängen und den mit Hilfe des Kurvenindikators

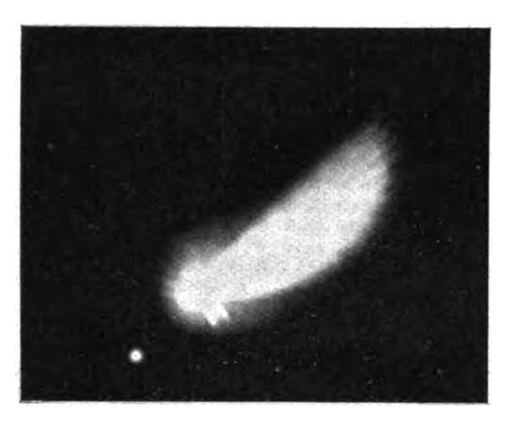


Fig. 9.

experimentell aufgefundenen Stromkurven Vergleiche angestellt unter Heranziehung des elektrometrisch und mit Hilfe des Analysators nach Glocker[2]) untersuchten Röntgenstrahlengemisches, welches von einer selbsthärtenden Siederöhre, einer Lilienfeldröhre und einer gasfreien Röntgenröhre, Bauart Coolidge, ausgesandt wurde.



Fig. 10.

Die Spitzenwerte der einzelnen Teilentladungen werden sich naturgemäß auch bei Darstellung der Entladungskurven im Polarkoordinatensystem hervorheben und können in bezug auf ihre zeitliche Aufeinanderfolge messend verfolgt werden.

[1]) Voltz, „Untersuchungen am Funkeninduktor beim Betriebe von Röntgenröhren", Phys. Zeitschrift, 20. Jahrgang 1919, S. 412.

[2]) Glocker, „Fortschritte aaf dem Gebiete der Röntgenstrahlen" **24** (1916), 91 und Phys. Zeitschrift **17** (1916), 488.

Fig. 9 zeigt einen solchen Entladungsvorgang mit 0,97 Mf. Kapazität parallel zur primären Unterbrecherstelle. Fig. 10 einen solchen mit 3 Mf. und Fig. 11 einen solchen mit 9 Mf. Kapazität. Der Schließungsinduktionsstoß wurde durch eine vorgeschaltete Ventilröhre von der Glimmlichtröhre ferngehalten, also nur der Öffnungsstromstoß aufgenommen. Die Zahl der Teilentladungen läßt sich aus dem Originalnegativ viel deutlicher erkennen, als dies bei einer Abbildung möglich ist, jedoch ist auch aus dieser ersichtlich, daß, wie schon oben erwähnt, die Zahl derselben mit zu-

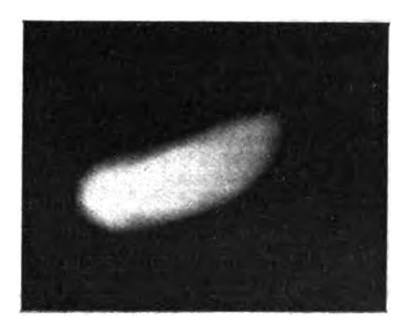


Fig. 11.

nehmender Kapazität abnimmt. Die Auswertung der Bilder erfolgt infolgedessen vorzugsweise an Hand der Negative, deren ausgemessene Werte dann zeichnerisch niedergelegt werden können.

In der Fig. 12 ist der Verlauf eines einzigen Entladungsstoßes dargestellt, welcher durch eine

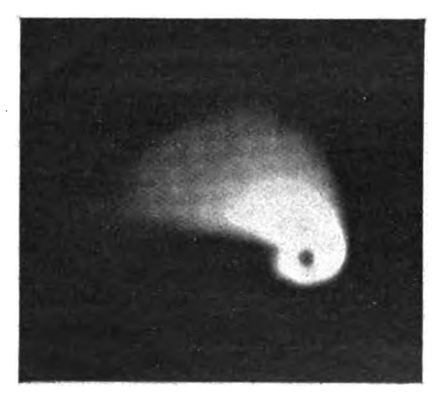


Fig. 12.

Anordnung gewonnen wurde, welche z. B. bei den Einzelschlagröntgenapparaten vielfach benutzt wird. Die Unterbrechung erfolgt hier nicht durch eine periodisch wirkende, umlaufende Vorrichtung, sondern der eingeschaltete Primärstrom wird durch einen Stiftunterbrecher, eine Schmelzpatrone oder ähnliches einmalig unterbrochen und dieser so erhaltene einmalige sekundäre Induktionsstromstoß in der Röntgenröhre zur Entladung gebracht. Im Originalnegativ ist deutlich die Schwärzung der

ersten Teil- oder Hauptentladung, dann eine weitere Schwärzung durch eine zweite Teilentladung mit geringer Amplitude erkennbar, eine Wirkung der parallel zur Unterbrecherstelle im Primärkreis geschalteten Kapazität von etwa 1,7 Mf. und darauf das zeitlich ziemlich lang andauernde Abklingen des Stromes. Vergleicht man das Flächenbild mit dem der Fig. 9, so wird dieses langsame Abklingen deutlich erkennbar.

Da in der beschriebenen Anordnung die Glimmlichtröhre in bezug auf die Rotationsachse völlig symmetrisch angeordnet ist, so gestattet sie die Untersuchung oder die Demonstration vor einer größeren Anzahl Hörern von Vorgängen auch wesentlich höherer Frequenzen, denn die Umlaufzahlen der Glimmlichtröhre können ohne Gefahr für diese beträchtlich gesteigert werden. Es mag nützlich sein, die Anordnung mechanisch umzukehren und die Glimmlichtröhre stillstehen zu lassen, während die photographische Platte umläuft. Hierbei ist es schwieriger, die Platte genau auf die Mitte des Elektrodenabstandes einzuzentrieren, während bei umlaufender Glimmlichtröhre eine Verschiebung derselben durch Betrachten des Flächenbildes sehr leicht wahrgenommen wird und jederzeit eine Kontrolle über die richtige Einstellung der Röhre ausgeübt werden kann.

Zusammenfassung.

Es werden einige Anordnungen zur Darstellung des zeitlichen Verlaufes hochgespannter, periodisch sich ändernder elektrischer Ströme im rechtwinkligen Koordinatensystem erwähnt und eine Methode zur Darstellung dieser Größen im Polarkoordinatensystem angegeben, welche sowohl zur Untersuchung, als auch zur Demonstration von Vorgängen normaler als auch wesentlich höherer Frequenzen geeignet ist.

(Eingegangen am 15. Juli 1921.)

Mitteilungen aus Technik und Industrie.

Apparate für Untersuchungen im sichtbaren Gebiet.

Von C. Leiss, Berlin-Steglitz.

1. Spektralapparat für chemische Analysen, mit konstanter Ablenkung und Wellenlängentrommel. (D.R.G.M.)

Der nachfolgend kurz beschriebene Spektralapparat ist unter dem Gesichtspunkt entstanden, für chemische Analysen mittels des Emissions- und Absorptionsspektrums an Stelle des bekannten und weit verbreiteten, seit Jahrzehnten so gut wie unverändert gebliebenen Spektralapparates von Kirchhoff-Bunsen ein Hilfsmittel zu besitzen, das bei mäßigen Anschaffungskosten wesentlich höheren Ansprüchen genügt, wie der vorgenannte bisherige Apparat.

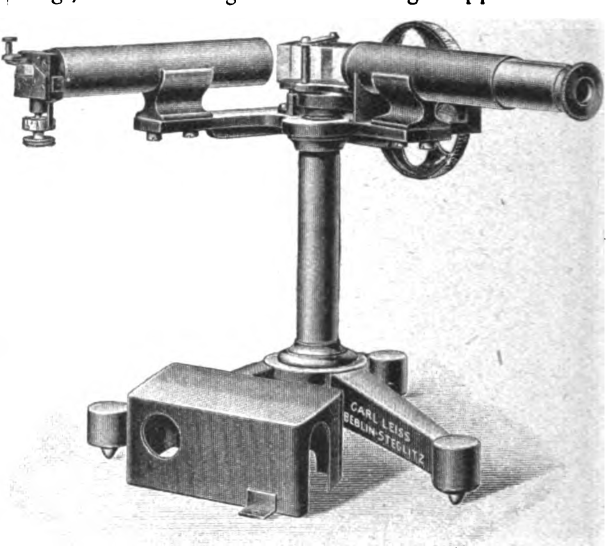


Fig. 1. Spektralapparat für chemische Analysen mit konstanter Ablenkung und Wellenlängentrommel (D. R. G. M.).

Optischer Teil.

Als Dispersionssystem dient das von E. Abbe in Vorschlag gebrachte Prisma mit konstanter Ablenkung von 90°. Die Größe des Prismas ist so bemessen, daß die freie oder nutzbare Öffnung der beiden Fernrohrobjektive voll ausgenutzt und auch die äußeren Randstrahlen vom Prisma noch aufgenommen werden können. — Die sonstigen wichtigeren optischen Daten sind in der folgenden Zahlentafel gegeben.

Dispersion des Prismas zwischen C bis F	Brennweite der Fernrohrobjektive	Nutzbare Öffnung der beiden Fernrohrobjektive	Vergrößerung des Beobachtungsfernrohres
2° 13′	160 mm	20 mm	+8

Die Dispersion des Prismas in Verbindung mit der Vergrößerung des Fernrohres genügt, um die Na-Linie deutlich in ihre beiden Komponenten zu zerlegen.

Mechanischer Teil.

Beide Fernrohre stehen unter einem Winkel von 90° zueinander. — Aus- und Eintrittsspalt sind symmetrisch und mit Meßvorrichtung versehen. Ein Strichteil an den Meßvorrichtungen gibt 0,1 mm an; das 0,05 mm kann aber noch sehr sicher geschätzt werden. — Die Bewegungsvorrichtung für das Dispersionssystem besitzt eine

10 cm große, mit Wellenlängenteilung versehene Trommel, welche das Gebiet von etwa 430 $\mu\mu$ bis 720 $\mu\mu$ umfaßt. Über die Art der Einteilung

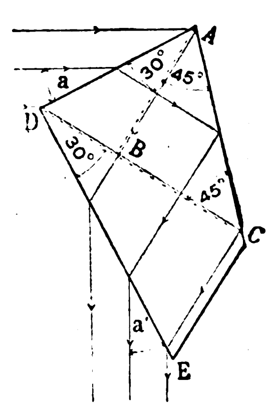


Fig. 2. Prisma mit konstanter Ablenkung von 90° (nach Abbe).

und die Genauigkeit der Einstellung gibt folgende Zahlentafel Aufschluß.

Spektralgebiet in $\mu\mu$	1 Strichteil auf der Trommel = $\mu\mu$	Mittlere Größe eines Strichteiles auf der Teiltrommel in mm
720—650	20	1,2
650—600	20	1,3
600—500	10	1,1
500—430	10	1,7

Verwendung des Spektralapparates als Monochromator.

Durch Beigabe eines zweiten Spaltes, welcher an Stelle des Beobachtungsokulares in das Fernrohr eingeschoben wird, kann der Spektralapparat auch in außerordentlich bequemer Weise als Monochromator dienen.

Nachprüfung und Berichtigung des Apparates.

Zur Nachprüfung und Berichtigung des Apparates bedient man sich am besten entweder des Sonnenlichtes oder künstlicher Lichtquellen wie z. B. Na-Licht (589,3 $\mu\mu$) oder H-Licht (C = 656,3 $\mu\mu$, F = 486,1 $\mu\mu$, G' = 434,1 $\mu\mu$). Zeigt sich bei der Einstellung der Wellenlängentrommel auf die zur Berichtigung dienende Absorptions- oder Emissionslinie eine Abweichung, so ist weiter nichts zu tun, als das im Fernrohr diagonal stehende Fadenkreuz auf die betreffende Spektrallinie genau einzustellen und nun unter Festhalten des Drehknopfes für die Teiltrommel die letztere auf ihrer Achse zu drehen, bis der betreffende Teilstrich (z. B. 486,1 $\mu\mu$) mit dem Zeiger (Index) zusammenfällt. Die Teiltrommel ist so auf die Schraubenachse aufgepaßt und durch Federung gesichert, daß sie sich mit genügender Reibung — ohne ihre Lage zu verändern — drehen läßt.

2. Monochromator für Untersuchungen im sichtbaren Gebiet. (D.R.G.M.)

Zur Beleuchtung mit homogenem Licht bestimmter Wellenlänge haben sich die zur Gattung der „festarmigen Spektralapparate" gehörigen Instrumente am besten bewährt. Der nachstehend kurz beschriebene, in verschiedenen Größen ausführbare Monochromator schließt sich im Prinzip demjenigen an, wie er von mir früher[1]) beschrieben wurde. Alle Verbesserungen und Vervollständigungen, die sich an diesem weit verbreiteten Instrument im Laufe der Zeit im praktischen Gebrauch als wünschenswert herausgestellt haben, sind in der nachstehend kurz beschriebenen Neukonstruktion berücksichtigt. Zunächst hat sich die Art der Anordnung der Wellenlängentrommel mit Spiralnut des früher beschriebenen Apparates — nach dem Vorgang von A. Hilger ausgeführt — im praktischen Gebrauch als nicht besonders günstig erwiesen. Auch die Ablesung der besonders im langwelligen Gebiet recht nahe beieinander liegenden Teilstriche ist bei den bisherigen Abmessungen beschwerlich. Der bei der bisherigen Anordnung zulässige größte Durchmesser der Trommel beträgt etwa 4 cm. Er ist nun bei dem neuen Apparat auf mindestens 8 cm erhöht worden und kann beliebig gesteigert werden. Den Mechanismus für das Prisma habe ich so umgestaltet, daß die Wellenlängentrommel nicht mehr zwischen den beiden Rohren, sondern, wie Fig. 3 zeigt, außerhalb der beiden Rohre, und zwar rechts vom Rohr des Austrittsspaltes liegt. An dieser Stelle ist nicht nur die Ablesung der Trommel, sondern auch die Handhabung des Apparates eine wesentlich günstigere. — Eine weitere Verbesserung ist die Anbringung von Teiltrommeln an den Stellschrauben der beiden Spalte. Für exakte Arbeiten ist es außerordentlich wichtig, die genaue Größe der Spaltöffnungen zu kennen, weil von der Größe derselben naturgemäß das Maß der Homogenität des austretenden Lichtes abhängt. — Für eine weitgehendere Verwendung des Apparates hat auch die Stativeinrichtung Verbesserungen erfahren, die weiter unten erläutert sind.

Beschreibung.

Die Strahlenführung für die Beleuchtung des Eintrittsspaltes sowie auch für die Beleuchtung des Untersuchungsapparates ist sehr exakt durchgeführt, so daß alle in den Eintrittsspalt eintretenden Strahlen vom Kollimatorobjektiv aufgenommen werden und auch die aus dem Austrittsspalt austretenden Strahlen in den Untersuchungsapparat

[1]) Zeitschr. f. Instrumentenkunde **29** (1909), S. 68.

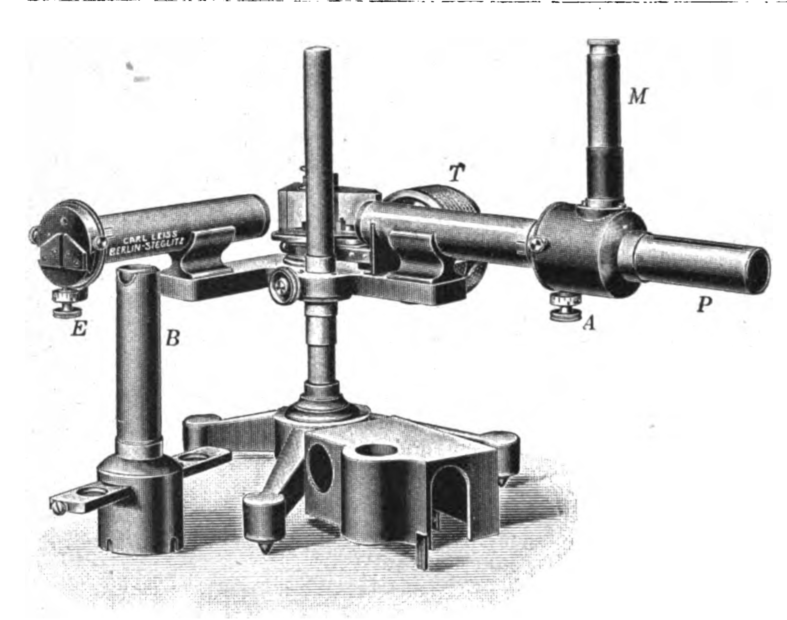


Fig. 3. Monochromator für Untersuchungen im sichtbaren Gebiet (D. R. G. M.).

gelangen. — Das Dispersionsprisma ist bei allen Modellen so groß gewählt, daß die Öffnung der Objektive auch wirklich voll ausgenutzt wird. Fig. 2 zeigt das auch bei diesem Monochromator zur Anwendung kommende bekannte Prisma nach E. Abbe in der Gebrauchsstellung (Winkel $a = a' = 27^0 30'$ für n F = 1,774). Die eingezeichneten Randstrahlen lassen sofort erkennen, wie groß im Maximum die nutzbare Objektivöffnung bei der gezeichneten Prismengröße sein kann. Die Fläche *AB*, beim Modell *A* — etwa 42 mm lang —, ist als die erste brechende Fläche eines 60°-Prismas zu betrachten.

Mechanischer Teil.

Beide Rohre stehen unter einem Winkel von 90° zueinander.

Ein- und Austrittsspalt *E* und *A*: Beide sind symmetrisch. Ein Strichteil an den Trommeln der Einstellschrauben gibt 0,01 mm an.

Bewegungsvorrichtung für das Dispersionssystem: Die Teiltrommel *T* für die Bewegung des Dispersionssystems besitzt eine Wellenlängenteilung, welche das Gebiet von 388,8 $\mu\mu$ bis 722,4 $\mu\mu$ umfaßt. Der Drehknopf für die Teiltrommel liegt innerhalb der Trommel. — Die Genauigkeit der Einstellung beträgt durchschnittlich etwa 0,2 $\mu\mu$ und dürfte als ausreichend zu betrachten sein.

Stativ: Dieses Stativ ist so eingerichtet, daß der Monochromator innerhalb größerer Grenzen, wie es bisher möglich war, hoch und tief gestellt werden kann. Außerdem ist die Einrichtung getroffen, daß der Monochromator — wie dies für gewisse Untersuchungen erwünscht ist — auch so auf die Säule des Stativs aufgeschoben werden kann, daß der Austrittsspalt horizontal liegt. Zu diesem Zwecke wird dem Stativ ein besonderer hoch und tief stellbarer Halter beigegeben, auf den der Monochromator aufgeklemmt werden kann. — Beim Gebrauch des Monochromators in dieser Stellung, bei der also der Hauptschnitt des Apparates senkrecht steht, kann für die Beleuchtung des Eintrittsspaltes auf das Ende des Beleuchtungsrohres ein total reflektierendes Prisma drehbar aufgesteckt werden. Dieses Prisma kann übrigens auch verwendet werden, wenn bei senkrecht stehenden Spalten die Lichtquelle aus räumlichen oder sonstigen Gründen nicht in der verlängert gedachten Achse des Kollimatorrohres, sondern rechtwinklig dazu aufgestellt werden muß.

Optischer Teil.

Die wichtigsten Konstruktionsdaten und sonstige Angaben für die Bewertung der optischen Leistung der verschiedenen Modelle sind aus folgender Zahlentafel zu ersehen.

Modell	f der Objektive in mm	Öffnungsverhältnis *)	Dispersion zwischen C bis F	Ausschnitt aus dem Spektrum bei einer Öffnung des Austrittsspaltes von 0,5 mm bei den Linien (etwa)
A	160	1 : 7	ca. 3,25°	$\mu\mu$ C = 13 D = 10 F = 5 G′ = 3
B	160	1 : 5	„ 3,25°	
C	210	1 : 7	„ 3,25°	C = 8—9 D = 6—7 F = 3.5 G′ = 2

*) Die Kenntnis des Öffnungsverhältnisses der Objektive ist wichtig für die Beurteilung der Lichtstärke der einzelnen Modelle.

Beleuchtung des Eintrittsspaltes bzw. des Kollimators.

Zur Beleuchtung des Monochromators eignet sich neben Sonnenlicht am besten eine elektrische Bogenlampe, deren positive Kohle horizontal gelagert ist. Für die Beleuchtung mit künstlichem Licht wird dem Apparat eine achromatische Beleuchtungslinse *B* beigegeben, die in ein

auf den Eintrittsspalt aufsteckbares Rohr gesteckt ist. Die Brennweite und Stellung dieser Beleuchtungslinse ist so gewählt, daß, wenn die Linse ein Bild des Kraters der positiven Kohle auf dem Eintrittsspalt entwirft, das Kollimatorobjektiv vollständig mit Licht erfüllt ist. Der Abstand der Lichtquelle von der Beleuchtungslinse wird bei jedem Apparat besonders vermerkt. — Für die Beleuchtung mit Sonnenlicht kann eine zweite achromatische Linse, die auswechselbar gegen die vorgenannte ist, beigegeben werden. — Von der bisher meist gebräuchlichen Anordnung, die Beleuchtungslinsen getrennt vom Monochromator auf einem Stativ zu benutzen, habe ich abgesehen, denn die jetzige Anordnung verbürgt doch eine bessere Zentrierung und Erhaltung der Stellung der Beleuchtungslinsen.

Beleuchtungseinrichtung.

Auf den Austrittsspalt ist ein Rohr *P* festklemmbar aufgesteckt, welches eine achromatische Linse enthält, die den Zweck hat, entweder ein paralleles Lichtbündel in den Untersuchungsapparat zu senden oder ein Bild des Austrittsspaltes an einer bestimmten Stelle, z. B. auf dem Spalt eines Spektrometers zu entwerfen. Die Linse ist in dem Rohr verschiebbar und zwei mit 1 : ∞ und 1 : 1 bezeichnete Marken zeigen die für die Linse in Frage kommenden Stellungen an. Die Stellung 1 : ∞ kommt z. B. in Verbindung mit einem Polarisationsapparat zur Messung der Zirkularpolarisation, einem Achsenwinkelapparat oder mit einem Mikroskop zur Anwendung, während die Stellung 1 : 1 hauptsächlich in Verbindung mit Spektrometern und Bolometern benutzt wird. In der letztgenannten Stellung 1 : 1 stehen also Austrittsspalt und Spektrometerspalt gleich weit und zwar um die doppelte Brennweite von der achromatischen Linse von dieser entfernt.

Gebrauch des Monochromators als Wellenlängenspektralapparat.

Hierfür wird dem Monochromator ein sogenanntes Kellnersches Okular mit achromatischer Augenlinse beigegeben. f dieses Okulares 20 mm; es liefert also in Verbindung mit den Objektiven der Modelle A und B eine 8fache, mit dem Objektiv des Modells C eine 10,5fache Vergrößerung. Um das Fadenkreuz dieses Okulares genau mit der Ebene des Austrittsspaltes in Übereinstimmung zu bringen bzw. beim Gebrauch des Okulares eine Neuberichtigung des Monochromators nicht vornehmen zu müssen, kann das Fadenkreuz durch eine kleine Rändchenschraube seitlich berichtigt werden. Die Sehfeldgröße beträgt mit vorgenanntem Okular bei den Modellen A und B ca. 4^0, bei Modell C ca. $2{,}75^0$.

Nachprüfung und Berichtigung des Apparates.

Hierfür ist der Austrittsspalt mit einem wegklappbaren Vergleichsprisma versehen und am Austrittsspalt befindet sich ein beim Nichtgebrauch zurückziehbares Einstellmikroskop *M*. Bei der Nachprüfung oder Berichtigung des Apparates kann man also, ohne daß man eine Umstellung des gesamten Instrumentariums vorzunehmen hat, seitlich eine Vergleichslichtquelle, z. B. Na-Licht (589,3 $\mu\mu$) oder H-Licht (C = 656,3 $\mu\mu$, F = 486,1 $\mu\mu$, G′ = 434,1 $\mu\mu$) benutzen. — Vor Beginn einer Arbeit überzeugt man sich, ob der Apparat berichtigt ist, dadurch, daß man das Licht einer Vergleichslichtquelle mit Hilfe des Vergleichsprismas auf den Austrittsspalt fallen läßt und prüft, ob in der zugehörigen Trommelstellung — also bei Na-Licht — 589,3 $\mu\mu$ genau in der Mitte des Austrittsspaltes bzw. im Kreuzungspunkt des Beobachtungsokulares steht. Ist dies nicht der Fall, so hat man nur die Trommel unter Festhalten des Drehknopfes um den entsprechenden Betrag zu drehen.

Anwendung von Farbfiltern zur Erzielung einer größeren spektralen Reinheit.[1])

Für diesen Zweck kann dem Apparat ein in das Rohr der Beleuchtungslinse einschiebbarer Schlitten beigegeben werden, welcher 5 Öffnungen enthält, von denen 4 mit Farbfiltern — Rot, Gelb, Grün und Blau — versehen sind. Die fünfte Öffnung ist frei für die Beleuchtung mit weißem Licht. Die zentrale Stellung der einzelnen Öffnungen wird durch einen federnden Einschnapp-zahn markiert. — Die 4 Filter haben etwa folgende Lichtdurchlässigkeiten.

Farbe	Lichtdurchlässig*) für
	$\mu\mu$
Rot	680—610
Gelb**)	680—520
Grün	550—500
Blau	530—430

*) In Wirklichkeit lassen die Filter nach beiden Richtungen noch mehr Licht durch, dieses ist aber so geschwächt, daß es für die Beleuchtung nicht mehr in Frage kommt.
**) In Gelb sind einigermaßen homogene Filter nicht zu haben oder bei größerer Homogenität absorbieren sie zu viel Licht.

Modelle B und C.

Die wichtigsten Unterschiede dieser beiden Modelle von Modell A sind aus der unter „Optischer Teil" gegebenen Zahlentafel ersichtlich.

Modell B unterscheidet sich von Modell A durch seine höhere Lichtstärke. Die Objektive

[1]) Die höchste spektrale Reinheit ist erreichbar durch Anwendung eines zweiten Monochromators.

haben bei gleicher Brennweite ein Öffnungsverhältnis von 1 : 5. Zur vollen Auswertung dieser großen Objektive hat das Prisma entsprechend größere Abmessungen. Die Länge der Eintrittsfläche beträgt 7 cm, gegenüber 4 cm bei Modell A.

Modell C. Bei einer Brennweite von 210 mm haben die Objektive dieses Modells ein Öffnungsverhältnis von 1 : 7, also wie bei Modell A. Das Prisma hat aber die gleichen Abmessungen wie bei Modell B. Gegenüber dem Modell A hat Modell C den Vorteil, daß infolge der längeren Objektivbrennweite eine bessere Auflösung oder Definition des Spektrums und gleichzeitig auch eine größere spektrale Reinheit erzielt wird.

(Eingegangen am 1. Jnni 1921.)

Ein Quecksilberdestillierapparat.

Von S. Valentiner.

Kürzlich wurde von Alb. Eliçabe[1]) in der Phys. Zeitschrift über einen Quecksilberdestillierapparat berichtet, der besonders viel leistet. Das veranlaßt mich, auf einen bisher nicht beschriebenen, ähnlichen Apparat aufmerksam zu machen,

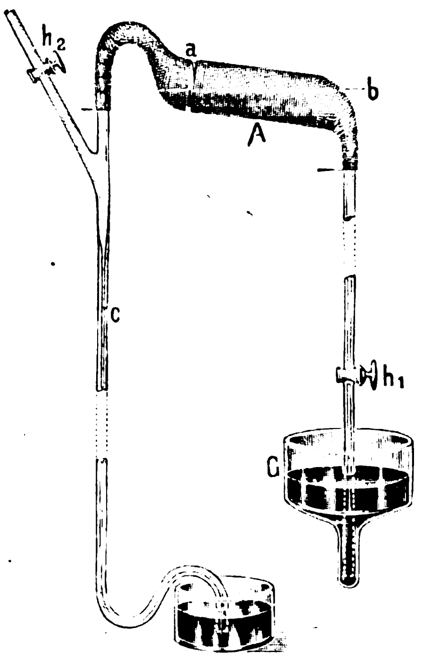


Fig. 1.

den die Firma R. Goetze, Glasinstrumentenfabrik, Leipzig, schon vor längerer Zeit nach meinen Angaben gebaut hat, und der mir gute Dienste tut. Er liefert in der kleinen Ausführung mindestens die gleiche Menge reines Quecksilber pro Stunde, wie der von Eliçabe, in der größeren Ausführung ungefähr das doppelte Quantum, und ist dabei viel einfacher.[1]) Die Figur 1 läßt alles Wesentliche erkennen. Die auf das Glasgefäß mit Asbestunterlage und Asbestzwischenlage gewickelte Drahtspule dient zur elektrischen Heizung. Um die Höhe des Quecksilberstandes im Gefäß beurteilen zu können, ist zwischen zwei Spulenwindungen an einer Stelle a in dem vorderen Drittel der Spule ein Zwischenraum von $^1/_2$ bis 1 cm gelassen und an der Stelle das Glas zur Durchsicht von Asbest befreit.

Zweckmäßig ist es, das rechte vertikale Rohr des Apparates mit einem Hahn h_1 zu versehen. Man kann dann nach Einlassen des Quecksilbers in das Gefäß bis zu geeigneter Höhe und Abschließen des Hahnes den Apparat längere Zeit in Tätigkeit sich selbst überlassen, ohne befürchten zu müssen, daß infolge der Druckschwankungen im Inneren durch die vom Quecksilber mit heraufgeführten Luftbläschen eine Änderung des Quecksilberstandes eintritt. Etwa jede Stunde einmal muß man dann den Hahn öffnen und durch Heben des Quecksilbergefäßes G das Destillationsgefäß wieder bis zu geeigneter Höhe b füllen.

Die vom Quecksilber mit heraufgeführte Luft und die, die sich infolge unvollkommenen Auspumpens (durch Hahn h_2) zu Anfang über dem Quecksilber befindet, wird bei der Destillation und Kondensation in dem engen Rohr c (nach Art der Sprengelpumpe) weggeführt. Es genügt daher auch, das Quecksilber zu Anfang mit einer Wasserstrahlpumpe heraufzusaugen, und dann Hahn h_2 zu schließen. Je besser das Vakuum von vornherein ist, um so schneller geht allerdings natürlich die Destillation vor sich.

Der kleinere Apparat liefert (bei gutem Vakuum) pro Stunde ca. 250 g reines Quecksilber bei 32 Volt und 2,8 Amp., der größere 500 bis 600 g bei 110 Volt und 1,5 Amp. Da die beiden vertikalen Rohre enges Lumen haben (1,5 bis 2 mm Durchmesser) und alles Quecksilber aus dem Destillationsgefäß ohne Schädigung des Apparates abdestilliert werden darf, so ist die zum Schluß noch verbleibende Menge unreinen Quecksilbers („schädlicher Raum") äußerst gering.

[1]) Alb. Eliçabe, Phys. Zeitschrift **22** (1921), 120.

[1]) Ein ähnlicher Apparat, aber von erheblich größerer Dimension ist übrigens, wie ich später erfuhr, auch von Heraeus beschrieben und in den Handel gebracht (Prospekt 1914); der von Goetze gelieferte dürfte den gewöhnlichen Anforderungen eines physikalischen oder chemischen Instituts infolge seiner Kleinheit, Einfachheit und Billigkeit und wegen kleiner Abweichungen vielleicht besser angepaßt sein.

(Eingegangen am 23. Juni 1921.)

Der Scheinwerferwettbewerb des Preußischen Kriegsministeriums.

Von W. Hort.

Die mittlere Lichtintensität, die man mit einer einzelnen Bogenlampe erzielen kann, war zu Kriegsbeginn auf etwa 45000 HK bei dem allgemein verwendeten Großlichtscheinwerfer von 110 cm Spiegeldurchmesser und 150 Amp. Stromstärke (Normalscheinwerfer) gesteigert worden; durch die Spiegelwirkung war es möglich, diese Intensität der Lampe auf rund 100000000 HK im Scheinwerferstrahl zu verdichten.

Die Scheinwerferindustrie der ganzen Welt war (von kleineren Unterschieden abgesehen) auf diesem Standpunkt, den die deutsche Scheinwerferindustrie unter Führung der Siemens-Schuckert-Werke vorgezeichnet hatte, angekommen, und ziemlich allgemein hatte sich das Dogma festgesetzt, daß durch Verbesserungen an der Bogenlampe keine Vergrößerung der Scheinwerferlichtstärken erreichbar sei. Dem vielerorts rege werdenden Bedürfnis nach stärkeren Lichtquellen suchte man durch den Bau von gleichachsigen Doppelscheinwerfern, deren Leuchtfelder sich überdeckten, gerecht zu werden.

Während des Krieges wurde in der „Engineering" vom 10. November 1916 eine Scheinwerferlampe von wesentlich beträchtlicherer Wirksamkeit beschrieben und abgebildet, die bei 150 Amp. mindestens das Doppelte der mittleren Intensität der üblichen 110 cm-Lampe entwickeln mußte, wenn das veröffentlichte Polardiagramm richtig war.

Die neue Bauart gab sich als Erzeugnis der Sperry-Gyroscope-Company, also als ein amerikanisches, zu erkennen. In Wirklichkeit handelte es sich aber um die Lampenkonstruktion des deutschen Ingenieurs H. Beck, der vor dem Kriege zur Ausnutzung seiner Erfindung nach Amerika gegangen war.

Die deutschen Schutzrechte Becks lagen damals in den Händen der Körting & Mathiesen A.-G. Leipzig, deren Versuche zur Einführung des Beckscheinwerfers im deutschen Heere oder in der Marine lange Zeit fehlschlugen, weil, abgesehen von gewissen Bedienungsumständlichkeiten, die in der Eigenart des neuen Lichtbogens begründete Vorfeldbeleuchtung der Verwendung der Lichtquelle gegen Erd- oder Wasserziele im Wege stand. So kam das militärische Interesse für den Beckscheinwerfer erst in Fluß, als die mit der nächtlichen Flugabwehr zusammenhängende Luftzielbekämpfung dringend möglichst weittragende Scheinwerfer verlangte. Hierbei spielte die Vorfeldbeleuchtung ja eine geringere Rolle; die Bedienungsumständlichkeiten der Gasumspülung der positiven Kohle aber nahm man in Kauf, da der neue Scheinwerfer (bei 110 cm Spiegeldurchmesser und 150 Amp. Stromstärke) praktisch eine Strahlintensität von 225000000 HK aufwies.

In diesem Stadium der grundsätzlichen Annahme der im Beckscheinwerfer vorliegenden Bauart als „Flak"scheinwerfer ging die ganze scheinwerfertechnische Abteilung der Körting & Mathiesen A.-G. in Leipzig-Leutzsch an die C. P. Goerz A.-G. in Berlin-Friedenau als Zweigabteilung Scheinwerferbau Leutzsch-Leipzig über, die bisher schon der Spiegellieferant von Körting gewesen war.

Die Durchführung des umfangreichen, seitens der C. P. Goerz A.-G. somit zu bewältigenden Scheinwerferauftrags lag in den Händen von G. Gehlhoff, dem als Mitarbeiter H. Schering und F. Thilo zur Seite standen, während die auftragerteilende Behörde, die Artillerieprüfungskommission, ebenfalls eine Reihe von Physikern und Ingenieuren: F. Henning, W. Hort, F. Kurlbaum, F. Ziegler zur Untersuchung der neuen Scheinwerfer, zu deren Abnahme und zum Studium ihrer praktischen Wirksamkeit im Felde heranzog; als Laboratorium für die vorzunehmenden Prüfungen stand der Behörde das Versuchsfeld des Seezeichenausschusses in Friedrichshagen am Müggelsee unter Leitung von P. Müller zur Verfügung.

In dem Aufsatz von G. Gehlhoff[1]): Über Bogenlampen mit erhöhter Flächenhelligkeit" ist berichtet, wie man bei Gelegenheit der Fabrikation des Beckscheinwerfers erkannte, welche weiteren Möglichkeiten der Wirkungssteigerung in dem neuen Prinzip lagen. Diese Erkenntnis veranlaßte im Sommer 1918 das Kriegsministerium auf Antrag der Artillerieprüfungskommission zu einem Preisausschreiben mit folgenden technischen Bedingungen:

„Gegenstand des Preisausschreibens ist die Schaffung einer Lichtquelle mit Optik für Flakscheinwerfer von erhöhter Leistungsfähigkeit gegenüber den jetzt eingeführten Scheinwerferbogenlampen. Von den zum Wettbewerb zugelassenen Scheinwerferlichtquellen wird gefordert:

a) Eine „Lichtquelle mit Optik" von 400000000 HK, gemessen im 110 cm-Scheinwerfer in einer Entfernung von mindestens 1000 m, umgerechnet auf Luftdicke Null. Das Gewicht der Lampe ohne Gehäuse, aber mit zugehörigen Gasbehältern usw. darf 100 kg nicht überschreiten.

b) Im Wellenlängengebiet 0,64 μ (rot) soll die Lichtquelle wie ein Körper größten Ausstrahlungsvermögens bei der absoluten Temperatur 4500° Celsius strahlen (ungefähr dreimal so viel als der Normalscheinwerfer).

c) Der Streuwinkel, bestimmt als der Winkel zwischen Achsenstrahl und Strahl halber größter Lichtstärke, darf nicht kleiner als 0,5° sein.

[1]) Zeitschr. f. techn. Physik 1 (1920), 39.



d) Mindestbrenndauer der Lampe 2 Stunden. Die Zeit vom Erlöschen der Lichtquelle bis zum Normalbrennen der neugezündeten Lampe darf, wenn neue Elektroden einzusetzen sind, nicht mehr als zwei Minuten betragen. Die Zeit vom Einschalten des Stroms bis zum normalen Brennen der Lampe darf nicht mehr als 15 Sekunden betragen.

e) Auf die Ruhe des Lichtes wird besonderer Wert gelegt."

Die Forderungen a) und b) bedeuteten eine ganz außerordentliche Erweiterung des Scheinwerferintensitätsbereichs, wie er durch die Bauart **Beck** gegeben war. Erfüllbar erschien die Forderung nur durch den Umstand, daß im Preisausschreiben keine Stromstärke festgesetzt war, es also den Preisbewerbern unbenommen blieb, mit der Strombelastung der Scheinwerferkohlen so hoch wie irgendmöglich zu gehen, nachdem die Becklampe die Möglichkeit der Steigerung der Flächenhelligkeit der positiven Kohle erwiesen hatte.

Von den Preisbewerbern Siemens-Schuckert-Werke, Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft und C. P. Goerz A.-G. führte schließlich nur letztere fristgemäß einen Probescheinwerfer der Artillerieprüfungskommission vor, während die beiden ersteren aus dem Wettbewerb ausschieden.

Die Prüfung des Wettbewerbsscheinwerfers, der zum Unterschied vom Beckscheinwerfer älterer Ausführung die Bezeichnung **Goerz-Beckscheinwerfer** erhalten hat, im Vergleich mit dem Normalscheinwerfer, erstreckte sich gemäß den Festsetzungen des Preisausschreibens zunächst auf die Leuchtwirkung des Gesamtapparats über eine Entfernung von 1610 m (unter Benutzung eines Universalphotometers von **Schmidt und Haensch** mit rotierendem Sektor) in horizontal und vertikal nach Achtelgraden innerhalb des Scheinwerferkegels variierten Richtungen, ferner auf die Strahlungseigenschaften des Lampenkraters innerhalb des Spektralbezirks von 0,46 μ bis 0,67 μ (mit Hilfe eines Holborn-Kurlbaumpyrometers von Siemens & Halske).

Neben der Scheinwerferphotometrierung her ging die Messung der Absorption des Lichtes in der Luft ebenfalls über 1610 m (parallel dem Scheinwerferstrahl) an einer Glühlampe von bekannter Intensität, unter Benutzung des hochempfindlichen Photometers von **G. Gehlhoff** und **H. Schering**.[1]) Die Streuung des Scheinwerferstrahls wurde an Hand der durch die Photometrierung gewonnenen Intensitätsdiagramme graphisch ermittelt; die Bestimmung der übrigen im Preisausschreiben erwähnten Daten bedarf keiner weiteren Erläuterung.

[1]) Zeitschr. f. techn. Physik **1** (1920), 247.

Nachstehende Tabelle gibt eine Gegenüberstellung der Forderungen des Preisausschreibens und der bei den Messungen erzielten Ergebnisse.

Gefordert	Erreicht	Bemerkungen
a) Intensität: 400000000 HK	422500000 HK 485000000 HK	mit Vorfeldblende ohne Vorfeldblende bei 220 Amp.
Gewicht höchstens: 100 kg	75 kg	—
b) Absolute Temperatur für 0,64 μ Wellenlänge 4500° abs.	4660° abs. 4860° abs.	Kohlenmarke RDO Kohlenmarke RO } 220 Amp.
Rotstrahlung im Verhältnis zum Normalscheinwerfer: mindestens 3 mal	3,88 mal 4,31 mal	Kohlenmarke RDO Kohlenmarke RO } 220 Amp.
c) Streuwinkel: mindestens 0,50°	0,51° 0,59° 0,63°	Bei drei verschiedenen Intensitätsdiagrammen
d) Mindestbrenndauer: 2 Stunden Kohlenwechselzeit: höchstens 2 Minuten	2 Stunden 1 Min. 10 Sek.	—
Einschalte- oder Einbrennzeit höchstens 15 Sekunden	1,5 Sekunden	—
e) Ruhiges Brennen	In allen Lagen des Scheinwerfers gewährleistet.	—

Auf Grund der augenscheinlich reichlichen Erfüllung, ja Übertreffung aller Bedingungen des Preisausschreibens beantragte die Artillerieprüfungskommission, den ausgesetzten Preis der C. P. Goerz A.-G., Abteilung Scheinwerferbau, zuzusprechen. Das Kriegsministerium gab diesem Antrag statt und überwies der Firma den ausgesetzten Preis von 100000 M. nebst 15000 M. Versuchskosten.

Die Figur gibt einen Überblick über den im Vorstehenden kurz geschilderten Entwicklungsgang. Die beiden stark ausgezogenen Kurven *a* und *b* stellen die Intensitätsdiagramme der beiden auf Grund des Preisausschreibens geprüften Scheinwerfer, nämlich des Normalscheinwerfers (*a*) und des Goerz-Beckscheinwerfers (*b*) — beide von 110 cm Spiegeldurchmesser — dar. Das Diagramm *c* gehört zum 110 cm-Beckscheinwerfer, der ebenso wie der Normalscheinwerfer durch die Entwicklung überholt ist, während *d* das Intensitätsdiagramm eines Scheinwerfers von 200 cm

Spiegeldurchmesser mit einer Goerz-Becklampe von 300 Amp. wiedergibt.

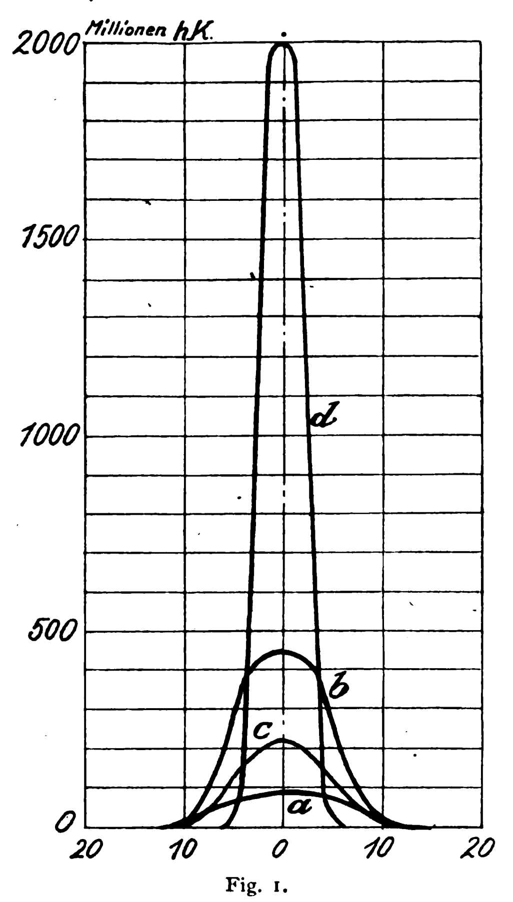


Fig. 1.

So hat die Not der Zeit auch auf diesem Gebiete einen vorher nicht für möglich gehaltenen Erfolg gezeitigt.

(Eingegangen am 26. Juli 1921.)

Personalnachrichten.

La Plata. Prof. Dr. H. Fassbender, Privatdozent bei der Abteilung für Maschineningenieurwesen der Technischen Hochschule zu Charlottenburg, wurde als o. Professor und Direktor der Abteilung für Elektrotechnik und Mechanik an die Universität in La Plata berufen.

München. Das durch den Rücktritt von A. Föppl erledigte Ordinariat für technische Mechanik an der Technischen Hochschule in München wurde o. Professor Dr. L. Föppl an der Technischen Hochschule zu Dresden angeboten.

München. O. Professor Dr. Dieter Thoma wurde zum etatsmäßigen o. Professor für Wasserkraftmaschinen, Wasserkraftanlagen und Mechanik flüssiger Körper in der Maschineningenieurabteilung der Technischen Hochschule München ernannt.

München. Als Privatdozent für theoretische Physik wurde an der Münchener Universität Dr. Adolf Kratzer, Assistent am Institut für theoretische Physik, zugelassen.

Rostock. Der durch die Emeritierung von Professor Heydweiller erledigte ordentliche Lehrstuhl für Experimentalphysik an der Universität Rostock wurde a. o. Professor Dr. Ernst Wagner in München angeboten.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Vom 19. bis 25. September 1921 findet in Jena der Deutsche Physikertag statt, in dessen Rahmen unsere Gesellschaft ihre Jahrestagung abhält. In der Sektion für technische Physik sind folgende Vorträge angemeldet:

Montag Vormittag.

Gemeinsame Sitzung mit der Physikalischen Gesellschaft im großen Volkshaussaal.
Eröffnungsansprachen. Allg. Vorträge:

Herr v. Laue: Neuere Untersuchungen zur Optik bewegter Körper.
Herr Pohl: Thema vorbehalten.
Herr Leithäuser: Mehrfachtelegraphieren und Mehrfachfernsprechen auf Leitungen mit hochfrequenten Strömen (mit Vorführungen).

Montag Nachmittag.

Herr Meyer: Zur Theorie der Spulenleitungen.
Herr Trautwein: Neuere Meßmethoden für hochfrequente Wechselströme mittels Kathodenröhren (mit Vorführungen).
Herr Hahn: Die technischen Einrichtungen des Reichsfunkennetzes (mit Vorführungen).
Herr Dohmen: Ausgestaltung des Deutschen Fernsprechkabelnetzes.
Herr Rogowski: Die Röhrensender bei beliebiger Mischung primärer und sekundärer Gitterkopplung.
Herr Alberti: Kurvenform und Phase der Schwingungen in Röhrensendern. (Nach gemeinsam mit Herrn Zickner angestellten Versuchen.)
Herr Harms: Die Theorie gekoppelter Systeme mit Selbsterregung.

Dienstag Vormittag.

Herr Möller: Das Problem der Störbefreiung.
Herr v. Korshenewski: Elektromagnetische Entkopplung.
Herr Wagner: Elektrische Kettenleiter und ihre technischen Anwendungen.
Herr Wigge: Ein mechanisches Modell der Spulenkondensator- und Siebkette.
Herr Barkhausen: Warum kann man Starkstromleitungen nicht durch Pupinspulen, Fernsprechleitungen nicht durch Paralleldrosseln verbessern?
Herr Carsten: Über Leistungsmessungen an Telephonen.
Herr Schachenmeyer: Über das elektromagnetische Feld einer strahlenden schwach gedämpften Antenne.
Herr Kühn: Über drahtlose Telephonie (mit Vorführung).

Dienstag Nachmittag.

Herr Rottgart: Das Johnsen-Rehbecksche elektrostatische Relais und seine Anwendung (mit Vorführungen).
Herr Gerdien: Über einen akustischen Schwinger (mit Vorführungen).
Herr Hahnemann: Thema vorbehalten.
Herr Hecht: Thema vorbehalten.
Herr Kunze: Über Richtungshören.
Herr Thirring: Selenzellen und Lichttelephonie.

Donnerstag Vormittag.

(Gemeinsam mit der Abteilung für angewandte Mathematik.)

Herr Schiller: Experimentelle Feststellungen zum Turbulenzproblem.
Herr Prandtl: Bemerkungen über die Entstehung der Turbulenz.
Herr v. Karman: Wärmeübergang an bewegte Flüssigkeiten und Gase.



Herr Knoblauch: Die spezifische Wärme des überhitzten Wasserdampfes für Drucke von 20 und 30 Atm.
Herr Diesselhorst: Vorführung einiger Versuche aus der Mechanik.
Herr Becker: Zur Theorie der Detonation brisanter Sprengstoffe.

Donnerstag Nachmittag.

Herr Glocker: Zur Methodik der röntgenographischen Metalluntersuchungen.
Herr Weissenberg: Röntgenographische Metalluntersuchungen.
Rest der Tagesordnung von Montag und Dienstag.

Freitag Vormittag.

(Gemeinsam mit der Physikalischen Abteilung.)

Herr Pulfrich: Neue Photometerkonstruktionen.
Herr Siedentopf: Entwicklung und Fortschritt der Ultra-Mikroskopie.
Herr Goos: Über einen photometrisch registrierenden Komparator.
Herr Schulz: Die Verwendung polarisierten Lichtes in der Technik.
Herr Weiss: Zur mathematischen Analyse des Brillenproblems.
Herr Skaupy: Einiges über die Glimmlampe und über neue Typen derselben.
Herr Glaser: Technische Spektralanalyse.
Herr Salpeter: Einschmelzung von Kupfer in Glas.

Freitag Nachmittag.

Herr Schlichter: Neue Hilfsmittel zur planmäßigen Beherrschung des Negativprozesses.
Rest der Tagesordnungen.
Vorträge aus der reinen Physik nach besonderem Wunsch.

Wir erwarten einen recht zahlreichen Besuch seitens unserer Mitglieder und glauben, daß unsere Tagung einen sehr interessanten und anregenden Verlauf nehmen wird. Alles Nähere ist unseren Mitgliedern seitens des Deutschen Physiker-Tages in Jena direkt mitgeteilt worden.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. M. Berek, Wetzlar:
Herr Dr. August Reuter, Inh. der Firma Steeg & Reuter, Homburg v. d. H.

Seitens des Herrn Dr. Bube, Halle a S.:
Herr Direktor Dr. F. Bossel, Fabrik Waldau b. Osterfeld, Werschen-Weißenfelser Braunkohlen-A.-G.
Herr Dipl.-Ing. Direktor Franke, A. Riebecksche Montanwerke A.-G., Halle a. S.
Herr Betriebsinspektor Dr. R. Heinze, A. Riebecksche Montanwerke A.-G., Stedten, Mansfelder Seekreis.
Herr Dr.-Ing. Herwegen, A. Riebecksche Montanwerke A.-G, Halle a. S.
Herr Betriebsdirektor Dr. J. Metzger, A. Riebecksche Montanwerke A.-G., Webau, Post Granschütz, Kr. Weißenfels.
Herr Dipl.-Ing. Schwahn, A. Riebecksche Montanwerke A.-G., Halle a. S.

Seitens des Herrn Dr. R. Holm, Oerebro, Schweden:
Herr Lektor Helge Bohlin, Tekniska Läroverket, Hernösand, (Schweden).

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
Herr Julius Kräcker, Fabrikant, Berlin-Neukölln, Pflügerstraße 18.

Seitens des Herrn Dr. v. Korshenewsky, Jena:
Herr Studienassessor Ferd. Fertsch, Jena, Marienstraße 3.

Seitens des Herrn Ing. Karl Loss, Ludwigshafen a. Rh.:
Herr Georg Friebis, Ingenienr, Mannheim, Lenaustraße 38.

Seitens des Herrn Prof. Dr. A. Nägel, Dresden:
Herr Prof. Paul Meyer, Delft (Holland), Technische Hochschule.

Seitens des Herrn Dr. Karl Pohlhausen, Aachen:
Herr Dr.-Ing. A. Nadai, Göttingen, Hanssenstraße 3.

Seitens des Herrn Dr. Gg. Reutlinger, Darmstadt:
Herr Franz Zethraeus, stud. electr., Darmstadt, Wilhelmstraße 25.

Seitens des Herrn Dr. Curt Ridder, Stuttgart:
Herr Dipl.-Ing. Hermann Schnabel, Stuttgart-Canntatt, Hofenerstraße 20[I].
Herr Dipl.-Ing. Paul Tag, Stuttgart, Weimarstraße 25[I].

Seitens des Herrn Dr. H. Rukop, Berlin-Halensee:
Fräul. Dr. Elly Albrecht, Wien III, Ungargasse 5/o.
Herr Dr. Emil Mayer, Charlottenburg, Bismarckstraße 61.
Herr Dr. Alex. Meissner, Berlin, Matthäikirchstr. 11.

Seitens des Herrn Prof. Dr. H. Scholl, Leipzig:
Fräul. Sabine Apreck, Lehrerin, Leutzsch b. Leipzig, Schulstraße 3.
Herr Studienrat Dr. Fritz Carius, Leipzig, Poetenweg 5.

Seitens des Herrn Dr. Otto Silberberg, Breslau:
Herr Erich Asch, Dipl.-Ing., Assistent an der Technischen Hochschule Breslau, Gartenstraße 9.

Seitens des Herrn R. Swinne, Berlin-Friedenau:
Herr Einar Friman, Oerebro, Schweden, Lektor am tekniske Gymnasiet.

Seitens des Herrn Dr. M. Weth, Berlin NW. 87:
Herr Dr. phil. Georg Mierdel, Assistent am Physik. Institut der Universität Greifswald, Domstraße 37.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr W. Droste, jetzt Berlin W. 30, Gleditschstraße 48.
Herr Dr. R. Holm, jetzt Oerebro, Ringgatan 16 (Schweden).
Herr Dipl.-Ing. Wilhelm Jenssen, jetzt Berlin-Schöneberg, Meranerstraße 1.
Herr Prof. Dr. A. Nägel, jetzt Dresden-A. 24, Zellesche-straße 29.
Herr Dir. Dr. Franz Weidert, jetzt Berlin-Zehlendorf-West, Goethestraße 9.

Mitteilung.

Das Landesgewerbeamt, Karlsruhe ist aus der Liste der Mitglieder zu streichen. An seine Stelle tritt:
Herr Reg.-Rat Bucerius, Karlsruhe, Bad. Landesgewerbeamt, Karl Friedrichstraße 17.

Berichtigungen.

Herr Adolf Matthias, Obering. (nicht Matthias Adolf), Berlin-Charlottenburg, Kaiserdamm.
Herr Otto Spiess, Physiker (nicht Dr. Otto Spieß), Charlottenburg, Oranienstraße 17.
Herr Friedrich Trautmann (nicht L. Trautmann) wohnt jetzt Berlin-Schöneberg, Suadicanistraße 2, Gartenhaus III r. und ist bei Mix & Genest angestellt.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1921 · Zweiter Jahrgang Nr. 10

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Über technische Akustik, mit besonderer Berücksichtigung des Unterwasserschall-Signalwesens.

Von H. Hecht.

Die Behandlung akustischer Probleme durch die Technik geschah im allgemeinen bisher nicht nach den Methoden und Gesichtspunkten, die sonst bei dem Bau und der Prüfung von Apparaten und Einrichtungen von der Technik angewandt zu werden pflegen. Akustische Apparate sind im technischen Sinne ebenso wie jede Dampfmaschine oder jeder Elektromotor Maschinen, in denen Energie aus einer Form in eine andere Form, in Schallenergie, umgewandelt wird. Für jeden Ingenieur gehört es zu den selbstverständlichsten Dingen, daß er bei dem Entwurf, dem Bau und der Prüfung von Maschinen nach ihrem Wirkungsgrade, d. h. nach dem Grade der Vollkommenheit fragt, mit dem der eigentliche Zweck des Apparates, die Verwandlung der Energie aus der zugeführten in die beabsichtigte Form, erreicht wird. Von wenigen bedeutungslosen Ausnahmen abgesehen, hat aber die Technik die Frage des Wirkungsgrades bei akustischen Apparaten bisher überhaupt noch nicht angeschnitten, geschweige denn beantwortet. Der Ingenieur, der einen akustischen Apparat baut, kann im allgemeinen nicht einmal angeben, welche Schalleistung er unter bestimmten Betriebsverhältnissen erhält, und zu einer Bestimmung des Wirkungsgrades fehlt ihm außerdem noch die Kenntnis der Verluste. Bekannt ist meistens nur die gesamte, primär aufgewandte Leistung. Diese in der Technik sonst ungewöhnliche Behandlung ist im wesentlichen in folgendem begründet:

Die von Theorie und Wissenschaft entwickelten Methoden zur Bestimmung der Schalleistung laufen — von der Kompliziertheit und Schwierigkeit der Ausführung ganz abgesehen — im allgemeinen auf eine Ausmessung des betreffenden Schallfeldes hinaus und gestatten erst durch Summation die gesamte erzeugte Schalleistung zu berechnen. Der Aufwand an Zeit und Arbeit, um dies für einen bestimmten Apparat unter gewissen Betriebsverhältnissen auszuführen, würde in gar keinem Verhältnis zu seinen Herstellungskosten stehen. Soviel mir bekannt ist, ist diese Methode auch noch niemals ausgeführt worden. Des weiteren hat der Anwender bei Apparaten von geringer Leistung überhaupt kein großes Interesse daran, ob sein Apparat mit kleinerem oder größerem Wirkungsgrade arbeitet, d. h. ob er etwas mehr oder weniger Leistung primär, d. h. geringere Kosten aufzuwenden hat, um den gewünschten Effekt zu erzielen. Häufig ist für den beabsichtigten Zweck die erzeugte Schallenergie weder absolut noch im Verhältnis zu der aufgewandten Arbeit maßgebend, sondern es treten ganz andere Faktoren in den Vordergrund des Interesses. So bewerten und beurteilen wir beispielsweise alle Musikinstrumente nach ganz anderen Gesichtspunkten als nach ihrem Wirkungsgrad, der höchstens noch ein wissenschaftliches, aber kein praktisches Interesse mehr bietet. Denn bei ihnen kommt es auf das Auftreten bzw. Fehlen von bestimmten harmonischen oder unharmonischen Obertönen, auf deren relative Stärke im Verhältnis zum Grundton, auf die entsprechenden Dämpfungen in absoluter Größe und mit Bezug zueinander und zum Grundton und auf ähnliche Verhältnisse an, die man ebensowenig quantitativ beschreiben kann, wie man beispielsweise die Güte eines Weines durch zahlenmäßige Festlegung seiner einzelnen Bestandteile angeben könnte. Und doch sind diese, vom Standpunkt des Meßtechnikers aus, verschwindend kleinen Unterschiede in der Klangfarbe der einzelnen Instrumente allein entscheidend und maßgebend für deren Güte und Wert. Wir wollen daher aus den folgenden Betrachtungen, in denen im wesentlichen nur von Schalleistungen, Wirkungsgraden u. dergl. die Rede sein wird, diese Art von Schallapparaten ausnehmen.

Die Tatsache, daß auch bei nichtakustischen Apparaten geringer Leistung im allgemeinen weniger

die Frage des Wirkungsgrades als andere Effekte eine ausschlaggebende und entscheidende Rolle bei ihrer Bewertung und Beurteilung spielen, hat gelegentlich einmal auf dem elektrischen Gebiete zu dem Vorschlag Veranlassung gegeben, daß, statt eine Trennung in Starkstrom- und Schwachstromapparate vorzunehmen, man die elektrischen Apparate auch einteilen sollte in solche, bei deren Bau der Ingenieur nach dem Wirkungsgrad fragt, und in solche, bei denen er dies nicht tut. Dies mag vielleicht manchmal, besonders wenn es sich um künstlerische Wirkungen handelt, wie es auf dem akustischen Gebiet das Beispiel der Musikinstrumente zeigt, seine guten Gründe und innere Berechtigung haben; bei Apparaten, die reine Energiewandler sind, sollte dies aber im allgemeinen, ökonomischen Interesse niemals geschehen. Man stelle sich beispielsweise die Wirkung auf unser ganzes Wirtschaftsleben vor, wenn es gelänge, den Wirkungsgrad des Telephons, dieses in vielen Millionen Exemplaren auf der ganzen Erde verbreiteten Apparates, zu verbessern. Und die Technik hat bisher kaum nach dem Wirkungsgrad eines Telephons gefragt, geschweige denn seine Bestimmung vorgenommen. Der Grund hierfür ist in diesem Falle aber weniger in der Tatsache zu suchen, daß der im Telephon vorliegende elektro-akustische Energiewandler ein Schwachstromapparat ist, d. h. zu der Klasse von Apparaten gehört, bei deren Bau der Ingenieur nicht gewohnt ist, nach ihrem Wirkungsgrad zu fragen, als vielmehr in der vorhergenannten Schwierigkeit, Schalleistungen von Apparaten überhaupt messen zu können. Und so unterblieb bisher die plan- und zielbewußte Untersuchung über den mechanisch-akustischen Aufbau eines Telephons, die Untersuchung auf den Wirkungsgrad hin und die Aufstellung einer einfachen und anwendbaren Theorie. Ich werde später zeigen, daß unsere Arbeiten auf dem verwandten Gebiet des Unterwasserschall-Signalwesens uns die Mittel an die Hand gaben, auch diese Fragen erfolgreich zu bearbeiten.

In der Akustik lagen die Verhältnisse des weiteren leider so, daß Apparate von absolut großen Schalleistungen, von denen der Anstoß zur Klärung der gesamten Fragen hätte ausgehen können und müssen, nur in geringer Zahl hergestellt wurden, und daß diese darüber hinaus noch zu der Klasse derjenigen Apparate gehörten, die nicht dauernd betrieben, sondern nur gelegentlich eingeschaltet werden, wodurch von vornherein für die praktische Anwendung die Frage des Wirkungsgrades nicht von so elementarer Bedeutung ist.

Die beiden einzigen Repräsentanten von akustischen Apparaten für größere Leistungen waren bisher wohl die Luft- oder Dampfsirene für die Schallerzeugung in Luft und die Unterwasserschallglocke. Beide Anlagen werden nur gelegentlich zwecks Abgabe von Signalen von Fabriken, Schiffen oder Feuerschiffen benutzt und schöpfen ihre Energie häufig aus einem großen Reservoir, das für andere Zwecke bereits vorhanden ist. Nur diesem Umstande ist es zuzuschreiben, daß man weder bei den Sirenen noch bei den Unterwasserglocken bisher nach ihrem Wirkungsgrade fragte, sondern beide ganz gefühlsmäßig so groß und so kräftig baute, wie es die betreffenden Verhältnisse gerade zuließen und rechtfertigten. Niemand aber kümmerte sich ernstlich darum, wieviel Schallenergie mit diesen Sirenen oder Glocken erzeugt wurde, und es hätte vielleicht doch unter den betreffenden Ingenieuren einiges Bedenken und Kopfschütteln erregt, wenn sie sich ausgerechnet und vergegenwärtigt hätten, daß Dampfsirenen und Unterwasserschallglocken einen Wirkungsgrad besitzen, der vielleicht zwischen 1‰ und 1% liegt.

So sehen wir, wie die Schwierigkeit der Bestimmung von Schalleistungen einerseits und die fehlende Nachfrage nach dauernd betriebenen Apparaten für große Schalleistungen andererseits dem rein gefühlsmäßigen Bau von akustischen Apparaten Vorschub leistete und es gestattete, darauflos zu bauen und sich um Wirkungsgrad und erreichte Leistung überhaupt nicht zu kümmern.

Als wir uns mit der Aufgabe zu beschäftigen begannen, das Unterwasserschall-Signalwesen zu entwickeln und auszubauen, insbesondere hochwertige Sende- und Empfangsapparate zu schaffen, konnten wir an der Frage des Wirkungsgrades gar nicht vorbeigehen, da — wollte die Aufgabe überhaupt gelöst werden — Apparate mit noch größeren Schalleistungen als die primär bereits mit mehreren PS betriebenen Unterwasserglocken geschaffen werden mußten, und da der beabsichtigte Einbau auf Schiffen und besonders auf Unterseebooten zur größten Sparsamkeit in bezug auf Raum, Gewicht und aufgewandte Energie zwang. Hand in Hand mit den Apparaten selbst entstand so bei uns im Laboratorium der Signalgesellschaft in Kiel eine Theorie der Apparate[1]), nachdem als Vorarbeit die Vorgänge im Schallmedium und am Schallstrahler untersucht waren und theoretische Grundlagen[2]) geschaffen waren, die in einfacher Weise es dem Ingenieur ermöglichten, sich stets darüber Rechenschaft zu geben, wie die einzelnen Größen den gewünschten und gewollten Effekt beeinflussen. Wir haben es erreicht, daß wir heute unsere Senderapparate, die die zugeführte elektrische Energie in akustische verwandeln, wie jede Maschine nach Wirkungsgrad, Überlastungsfähigkeit, zulässiger Erwärmung usw. prüfen und abnehmen lassen können, und daß auch die Emp-

[1]) W. Hahnemann und H. Hecht, Phys. Zeitschrift **20** (1919), S. 104 und 245; **21** (1920), S. 264 und 426.

[2]) W. Hahnemann und H. Hecht, Phys. Zeitschrift **17** (1916), S. 601; **18** (1917), S. 261.

fänger bezüglich Dämpfung und Wirkungsgrad, bezogen auf das Schallfeld, absolut gemessen oder mit unveränderlichen Normalempfängern in einem beliebigen Schallfelde verglichen werden können.

Bevor ich auf die einzelnen Schritte und Etappen, die auf diesem Wege bis zu dem heute erreichten Ziele führen, näher eingehe, möchte ich mir eine persönliche Bemerkung gestatten und hervorheben, daß außer mir noch mehrere Herren unseres Laboratoriums an dem Zustandekommen der im folgenden beschriebenen theoretischen und praktischen Ergebnisse Anteil haben, und ich möchte bei dieser Gelegenheit ganz besonders und ausdrücklich Herrn Walter Hahnemann nennen.

Ich will nun zunächst auf einige grundlegende Erscheinungen und Vorgänge näher eingehen, die von genereller Bedeutung für jede Art von Schallapparaten sind und im Anschluß daran und zur besseren Erläuterung des Gesagten einen Sendeapparat für Unterwasserschall-Signalisierung kurz beschreiben und demonstrieren.

Bei der gesamten Entwicklung haben wir uns stets von Bildern und Vorstellungen, die der Theorie der elektrischen Schwingungen entlehnt waren, leiten lassen, und so werde ich auch jetzt gelegentlich auf Analogien und Wechselbeziehungen zwischen F. T. und U. T. hinweiweisen, wie Funkentelegraphie und Unterwasserschalltelegraphie in unserer Marine kurz genannt wurden.

Grundbegriffe.

Ein in Schwingungen befindlicher Körper ist in der Lage, Schalleistung in ein Medium abzustrahlen. Wird die durch Strahlung abwandernde Leistung nicht stets durch Energiezufuhr gedeckt, so nehmen die Schwingungen allmählich ab und erlöschen entsprechend der Dämpfung. Wollen wir die Schwingungen und die Schalleistung zeitlich unverändert aufrechterhalten, so müssen wir dauernd Energie zuführen und das System kontinuierlich erregen. Während die Schwingungen des gedämpft ausklingenden Senders nur in einer oder bei mehrwelligen Systemen in mehreren, festen Schwingungszahlen erfolgen, kann ein kontinuierlich betriebener Sender mit jeder beliebigen Frequenz erregt werden und Schalleistung verrichten. Von allen möglichen Frequenzen gibt es aber wieder nur ein oder mehrere, schmälere oder breitere Gebiete, in denen das System erregt werden darf, wenn es diese Aufgabe in möglichst vollkommener Weise erfüllen soll. Daß dies die Resonanzfrequenzen des im allgemeinen mehrwelligen Systems sind, brauche ich nur erwähnen und nicht näher auszuführen, desgleichen, daß die Erregung mit Frequenzen außerhalb dieser Resonanzfrequenzen deshalb zu schlechten Wirkungsgraden führt, weil dann von der erregenden Maschine stets außer der eigentlichen Arbeitsleistung auch noch wattlose oder leerschwingende Energien geliefert werden müssen, die bei der Unvollkommenheit jedes Umwandlungsprozesses wieder mit Arbeitsleistungen, d. h. Verlusten verknüpft sind. Da wir uns die Schallerzeugung bzw. -aufnahme mit gutem. Wirkungsgrade zum Ziele gesetzt haben, so wollen wir eine Erregung außerhalb der Resonanzgebiete und damit auch den sogenannten aperiodischen Sender bzw. Empfänger ganz aus dem Kreise unserer Betrachtungen lassen.

Um den Vorgang der Schallerzeugung bzw. des Schallempfanges in seinen elementarsten und einfachsten Formen und Beziehungen zu studieren und kennen zu lernen, müssen wir uns beschäftigen mit:

1. dem Schwingungskreis, in dem die Umformung der zugeführten Energie in mechanische Form erfolgt.

2. dem Schallstrahler, der die umgeformte Energie an das betreffende Medium überträgt, und dem Schallfelde im Medium, das sich aus den beiden Komponenten Druck und Geschwindigkeit aufbaut.

3. der Schalleistung, die das vektorielle Produkt von Druck bzw. Kraft und Geschwindigkeit ist.

Erst nachdem dies geschehen ist und wir die Gesetze für diese einfacheren Vorgänge beherrschen, können wir uns der Hauptfrage des Wirkungsgrades von akust'schen Sende- und Empfangsapparaten zuwenden.

Wir beginnen mit dem Schwingungskreis, der an sich noch keine Strahlung besitzen soll, d. h. ein geschlossener, quasi-stationärer Schwingungskreis ist.

Wie in der Funkentelegraphie die Grundform des geschlossenen Schwingungskreises aus einer Selbstinduktion und den beiden Belegen eines Kondensators besteht, so wird die Grundform des mechanischen Schwingungskörpers aus zwei Schwingungsmassen gebildet, die durch eine Elastizität miteinander verbunden sind. Und hier wie dort erhalten wir nur dann einfache Gesetze und Beziehungen und können auf Grund von klaren Vorstellungen Apparate berechnen und bauen, wenn Selbstinduktion und Kapazität bzw. Masse und Elastizität klar und eindeutig voneinander getrennt sind und selbstinduktionsfreie Kapazitäten und kapazitätsfreie Selbstinduktionen bzw. massefreie Elastizitäten und elastizitätsfreie Massen den betreffenden Schwingungskreis bilden. Während es nun aber in der Telegraphie mit elektrischen Wellen bis zu Frequenzen von einer Million Schwingungen in der Sekunde hinauf keine besonderen Schwierigkeiten macht, diese Forderung zu erfüllen, so gelang es uns in dem Gebiete der akustischen Schwingungen bei etwa 1000 Perioden nicht mehr,

mit jeder beliebigen Elastizität Schwingungskörper mit der gewünschten Eigenschaft herzustellen. Erst bei Benutzung der Elastizität eines longitudinal beanspruchten Stabes, der mit dem geringsten Aufwand an Masse herstellbaren kleinsten Elastizität, stellen zwei so verbundene Massen von gleicher oder verschiedener Größe mit genügender Annäherung die reine Grundform des geschlossenen mechanisch-akustischen Schwingungskreises dar. Vorausgesetzt hierbei ist, daß der Stab kleiner als ein Viertel der Wellenlänge der betreffenden Schwingung im Stabmaterial ist, da nur dann der Vorgang in allen Stabquerschnitten praktisch nahezu quasi-stationär ist, daß außerdem seine Masse klein gegen die beiden Schwingungsmassen ist, und daß die beiden Schwingungsmassen an den Befestigungsstellen oder im Innern keine elastischen Verschiebungen erfahren, die denjenigen des Stabes vergleichbar wären. Die Eigenfrequenz ist in ganz elementarer Weise aus der Größe der beiden Massen und der Elastizität des Verbindungsgliedes zu berechnen. Die beiden Schwingungsmassen des Tonpilzes, wie wir diesen einfachsten Schwingungskörper genannt haben, führen Amplituden aus, die umgekehrt proportional zu den Massen selbst sind. In dem gleichen Verhältnis stehen auch die in den beiden Massen schwingenden Energien, und bei sehr verschiedenen Massen steckt praktisch die gesamte Schwingungsenergie in der kleineren Masse.

Unter den bekannten Schwingungskörpern der Akustik findet sich der Tonpilz in dieser Reinheit nicht vor; es sind im Gegenteil die beiden Bestimmungsstücke, Masse und Elastizität, immer miteinander verknüpft. Man kann aber stets für jeden Schwingungskörper eine Äquivalentmasse und Äquivalentelastizität einführen und sich einen Tonpilz substituiert denken, der den wirklichen Schwingungskörper in allen wesentlichen Stücken ersetzt. So kann man beispielsweise eine in einem Ringe eingespannte Membran als Tonpilz ansehen, dessen eine Masse die Ringmasse, dessen andere Masse die im Mittelpunkte der Membran konzentriert gedachte Membranmasse und dessen Elastizität diejenige der Membran für eine im Mittelpunkt angreifend gedachte Kraft ist. Ist die Ringmasse sehr vielmal größer als die Schwingungsmasse der Membran, so steckt die ganze Schwingungsenergie praktisch in der Membranmasse und die Ringmasse ist in Ruhe. Ändert sich das Verhältnis aber und nimmt die Ringmasse im Verhältnis zur Membranmasse ab, so wird immer mehr und mehr Energie im Ringe schwingen, und während es früher für den Schwingungskörper gleichgültig war, was mit dem Ringe geschah, ist dies jetzt nicht mehr der Fall, und man kann die Schwingungszahl oder die Dämpfung beeinflussen, wenn man an der Ringmasse mit wattlosen Massenkräften oder mit abbremsenden und dämpfenden Reibungskräften angreift.

Aber auch bei kompliziert zusammengesetzten Schwingungskörpern und bei Schwingungsgebilden, die aus mehreren miteinander gekoppelten Schwingungskörpern bestehen, kann man sich für die einzelnen Schwingungskörper Äquivalenttonpilze eingeführt denken, ein akustisches Schaltschema entwerfen, das in analoger Weise wie ein elektrisches aus Massen, Elastizitäten und Abbremswiderständen besteht und aus diesem Schaltungsschema alle interessierenden Größen und Beziehungen ableiten unter Benutzung von nahezu denselben Formeln, wie sie aus der Elektrizität her bekannt und gebräuchlich sind.

Der Tonpilz stellt somit das Urbild jedes mechanischen Schwingungskörpers dar und ist mit einem geschlossenen elektrischen Schwingungskreise zu vergleichen, wenn von seinen Massen keine Schallstrahlung in das Medium erfolgt, in dem sie eingebettet sind. Dies ist praktisch mit ausreichender Genauigkeit erfüllt, wenn die Abmessungen der Schwingungsmassen klein zur Wellenlänge der betreffenden Schwingungen in dem umgebenden Medium sind.

Ein solcher Schwingungskreis kann nun dazu dienen, Energie aus einer gegebenen Form in mechanische Schwingungsenergie umzuwandeln. Handelt es sich beispielsweise um Energie in elektrischer Form, so wird man beide Schwingungsmassen als elektromagnetischen Anker und elektromagnetisches Feld ausbilden, die durch einen schmalen Luftspalt, der der Maximalamplitude entspricht, getrennt sind und eine Spule enthalten, der die elektrische Energie zugeführt wird. Ich werde nachher Gelegenheit haben, Ihnen an einem Unterwasserschallsender die konstruktiven Einzelheiten näher zu zeigen.

Nachdem wir den geschlossenen, nichtstrahlenden Schwingungskreis in seiner elementaren und einfachsten Form kennen gelernt haben, wenden wir uns dem

Schallstrahler und dem Schallfelde

zu, die miteinander eng verknüpft sind und kaum getrennt betrachtet werden können.

Der Strahler, der die im Schwingungskreis in mechanische Form umgewandelte Energie an das betreffende Medium überträgt, ist eine vom Schwingungskreis in Schwingungen versetzte Fläche, die mit der Periode der Schwingungen positive und negative Volumenänderungen hervorruft, d. h. eine Schallquelle bildet. Solche Volumenänderungen kann man sich auch durdh direktes Hinein- und Herauspumpen von Mediummasse entstanden denken, und Apparate, die so wirken, sind die Sirenen. Für die weitere Betrachtung will ich auf die Schallerzeugung durch direkten Mediumtransport nicht

näher eingehen und mich auf die reine Flächenstrahlung beschränken.

Für die theoretische Behandlung und Untersuchung des Strahlungsvorganges ist es ganz gleichgültig wie die Volumenänderungen entstehen, und bei Flächenstrahlern im besonderen kommt es nur auf die Größe, die Form und die Bwegungsphasen der einzelnen Teile der strahlenden Fläche an und nicht auch auf die Art, wie die Bewegung der strahlenden Fläche entstanden ist. Diese letzte Frage gehört zu den Punkten, die bei der eigentlichen Schallerzeugung im Sendeapparat zu betrachten sind, und auf die ich später noch zurückkomme.

Rayleigh hat in seinem klassischen Buche „Theory of sound" die Flächenstrahler in verschiedene Ordnungen eingeteilt und unterscheidet sie nach der Ordnungszahl der Kugelfunktionen, durch die der Vorgang auf der Oberfläche des Strahlers mathematisch dargestellt werden kann. Die theoretisch einfachste Form eines Strahlers ist eine periodisch sich ausdehnende und zusammenziehende Kugel. Eine solche atmende oder pulsierende Kugel nennt Rayleigh einen Strahler nullter Ordnung, während eine hin- und herschwingende starre Kugel ein Strahler erster Ordnung, eine ähnlich wie eine Glocke mit zwei Knotenlinien schwingende Kugel ein Strahler zweiter Ordnung ist und so fort. Da die Strahler von höherer als nullter Ordnung gleichzeitig positive und negative Deformationsvolumina bilden, so verrichten sie im Vergleich zum Strahler nullter Ordnung c. p. geringere Schalleistung, wenn sie nicht in ihren Abmessungen vergleichbar der Wellenlänge werden, und dadurch einen lokalen Ausgleich der positiven und negativen Deformationsvolumina verhindern. Für die angewandte Akustik wird man daher im allgemeinen am vorteilhaftesten Strahler nullter Ordnung benutzen, deren Idealfall die atmende Kugel, in der Praxis häufig durch eine in einem starren Gehäuse befestigte Membran ersetzt wird. Ich will mich in meinen folgenden Betrachtungen auf die Strahler nullter Ordnung beschränken.

Durch die Schwingung der strahlenden Fläche wird in dem umgebenden Medium ein Schallfeld aufgebaut, das in doppelter Weise mit dem Strahler verknüpft ist. Die Wechselwirkung zwischen beiden besteht darin, daß erstens eine Energiestrahlung als Schallwelle von der strahlenden Fläche einsetzt, und daß zweitens ein Teil des Mediums sich an die strahlende Fläche anhängt und zum Mitschwingen veranlaßt wird. Der erste Vorgang ist ein Wattvorgang, der zweite ein wattloser, nur leerschwingende Energie liefernder Vorgang; wir nennen den ersteren Strahlung, den zweiten Schlüpfung.

Die Schallstrahlung kommt dadurch zustande, daß durch die Schwingungen der strahlenden Fläche das umgebende Medium abwechselnd komprimiert und expandiert wird, und daß diese Druckschwankungen sich in dem Medium ausbreiten und fortpflanzen. Die Größe dieser Wirkung können wir durch einen Begriff darstellen, der bei jeder Art von Strahlung mit Vorteil verwandt wird, nämlich durch den Strahlungswiderstand.

Rayleigh hat zwei wichtige Formen des Nullstrahlers mathematisch behandelt: die pulsierende Kugel und den am Rande in einem Schlitz reibungsfrei schwingenden kreisförmigen Kolben. Aus seinen Rechnungen folgt, daß für beide Fälle der Strahlungswiderstand gleich ist, und daß dieser nur von der Größe der strahlenden Fläche und nicht auch von ihrer Form abhängt, solange die Dimensionen der Fläche klein zur Wellenlänge sind. Ist ϱ die Dichte und a die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Schallwelle im Medium, n die Schwingungszahl in der Zeiteinheit und F die Größe der strahlenden Fläche, so ergibt sich der Strahlungswiderstand zu

$$w_s = \frac{\pi \varrho n^2 F^2}{a}.$$

Wir werden später sehen, wie wir aus dem Strahlungswiderstand die Schalleistung berechnen können, und beschäftigen uns zunächst mit der zweiten Art der Wechselwirkung zwischen Schallfeld und strahlender Fläche, mit der Schlüpfung.

Die Schlüpfung besteht in einem wattlosen Hin- und Herschieben von Mediummasse, ohne daß diese auf Kompression und Expansion gebracht wird, und ist besonders stark bei Strahlern erster und höherer Ordnung, bei denen gleichzeitig positive und negative Deformationsvolumina gebildet werden. Aber auch bei Strahlern nullter Ordnung kann eine nennenswerte Schlüpfung eintreten, wenn der Strahler klein zur Wellenlänge ist und die in Richtung des Schallstrahls abwandernde Energie Querschnitte passiert, die sich stark erweitern. Für die beiden von Rayleigh behandelten Fälle der atmenden Kugel und der Kolbenmembran folgt, daß mit der strahlenden Fläche eine Mediummasse mitschwingt, deren Größe

$$M = z \varrho F \sqrt{F}$$

ist, wenn ϱ die Dichte des Mediums, F die Größe der strahlenden Fläche und z ein Zahlenfaktor ist. Voraussetzung für die Gültigkeit dieser Formel ist, daß die Dimensionen der strahlenden Fläche klein zur Wellenlänge sind. Für die Kugel und die Kolbenmembran unterscheiden sich die Zahlenfaktoren dann nur um etwa 20%.

Wir finden also, daß zwischen den so verschieden gestalteten Flächen einer ebenen Kolbenmembran und einer Kugel eine sehr weitgehende Übereinstimmung besteht, wenn die Abmessungen klein zur Wellenlänge sind. Man wird daher viele Pro-

bleme der angewandten Akustik, die sich streng mathematisch nicht mehr behandeln lassen, näherungsweise durch Anlehnung an diese beiden Fälle lösen können. Wir haben so den praktisch vielleicht wichtigsten Fall der eingespannten Membran behandelt und die erhaltenen theoretischen Resultate in sehr guter Übereinstimmung mit dem Experiment gefunden.

Die Tatsache, daß die Schwingungen eines Strahlergebildes außer zur Abgabe von Schallenergie auch zu dem Auftreten von wattlosen Massenkräften, hervorgerufen durch mitschwingende Mediummasse, Veranlassung geben, ist auch der Grund dafür, daß die beiden Komponenten des Schallfeldes, der Schalldruck und die Geschwindigkeit des Mediumteilchens, einen Phasenunterschied gegeneinander besitzen. Die Beziehung zwischen Schalldruck und Geschwindigkeit lautet allgemein

$$P = a\,\varrho \cos\varphi\, J$$

wenn P und J die entsprechenden Maximalwerte und φ der Phasenwinkel zwischen beiden ist. Der Ausdruck $a\,\varrho\cos\varphi$ ist der Ausbreitungs- oder Wellenwiderstand und wird im Falle der ebenen Welle $a\,\varrho$. Setzen wir beispielsweise die Werte für Luft und Wasser ein, so finden wir 144000 bzw. 40 und können, wenn wir das Verhältnis von Kraft zu Weg die Schallhärte des betreffenden Mediums nennen, sagen, daß Wasser 3600mal schallhärter ist als Luft.

Der Phasenwinkel zwischen Druck- und Geschwindigkeitsmaximum entspricht dem Phasenwinkel zwischen einer elektrischen Spannung und dem zugehörigen Strom und kann wie dieser aus dem Wattwiderstand und dem wattlosen Widerstand, d. h. dem Strahlungswiderstand und der mitschwingenden Mediummasse, gefunden werden. Für einen kugelförmigen Nullstrahler vom Radius R ist bei der Wellenlänge λ

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\lambda}{2\,\pi\,R}$$

und wir sehen, daß für eine punktförmige Schallquelle Druck und Geschwindigkeit aufeinander senkrecht stehen, daß aber bereits für eine Kugel von der Größe $R = \lambda$ der Phasenwinkel so klein geworden ist, daß der Kosinus 0,99 beträgt.

Geeigneter für die experimentelle Bestimmung als der Phasenwinkel zwischen Druck und Geschwindigkeit, und in der praktischen Anwendung unmittelbarer in die Erscheinung tretend, ist die entsprechende Dämpfung. Denken wir uns den aus Strahlungswiderstand und Mediummasse bestehenden Strahler, der selbst masse- und elastizitätsfrei sei, mit einer Elastizität verbunden und in Resonanz betrieben, so besteht zwischen Phasenwinkel und Strahlungsdämpfung die Beziehung

$$\mathfrak{d} = \frac{\pi}{\operatorname{tg}\varphi}\,,$$

woraus im Falle des kugelförmigen Nullstrahlers

$$\mathfrak{d} = \frac{2\,\pi^2 R}{\lambda}$$

wird. Diese Dämpfung bezieht sich nur auf die Mediummasse und stellt eine in der Wirklichkeit nicht erreichbare obere Grenze dar, da zu der Mediummasse noch stets andere Konstruktionsmassen hinzutreten.

Wir werden später uns mit der Dämpfung noch eingehender zu beschäftigen haben und wenden uns zunächst den Ausdrücken für die

Schalleistung

zu.

Die Begriffe des Strahlungswiderstandes, des Schalldruckes, des Phasenwinkels usw. sind analog zu den entsprechenden elektrischen gebildet und aufgestellt. Wir können, ohne auf die Ausgangsgleichungen Rayleighs zurückzugehen, die Schalleistung bilden als das Produkt

$$\tfrac{1}{2}\,P\,J\cos\varphi$$

oder als Leistung im Widerstande w_s zu

$$\tfrac{1}{2}\,w_s\,J^2\,.$$

Führen wir in die letztere Formel statt der Geschwindigkeit das Deformationsvolumen V ein, so wird die Schalleistung

$$W = 2\,\frac{\pi^3\,\varrho}{a}\,n^4\,V^2\,.$$

Diese Formel gilt wie der Strahlungswiderstand gleichzeitig für die Kugel und die Kolbenmembran und gilt auch für jeden beliebig anders gestalteten Strahler, vorausgesetzt, daß seine Abmessungen klein zur Wellenlänge sind. Um eine zahlenmäßige Vorstellung von den in Frage kommenden Größen zu geben, setzen wir die Werte für Luft und Wasser ein und erhalten

$$W_l = 0{,}22\left(\frac{n}{1000}\right)^4 V^2\,,$$

$$W_w = 44\left(\frac{n}{1000}\right)^4 V^2$$

und zwar die Schalleistung in Watt, wenn V in cm^3 gemessen ist. Wenn wir also periodisch 1000mal in einer Sekunde 1 cm^3 Luft bzw. Wasser in das Medium hinein- und herauspumpen, so wandert von diesem Ort als Schallquelle eine Schallwelle ab, deren Gesamtleistung 0,22 bzw. 44 Watt beträgt. Es entspricht also dem gleichen Deformationsvolumen eine etwa 200mal größere Schalleistung im Wasser als in der Luft.

(Schluß folgt.)

Originalmitteilungen.

Die Fließkurven fester Körper.

Von H. Lorenz.

1. Erfahrungsgrundlagen.

Unterwirft man einen zylindrischen festen Körper von kristallinischem Gefüge einer Zugkraft P in seiner Achsenrichtung, so erfährt er zunächst eine mit schwacher Abkühlung verbundene Drehung ε (Verhältnis der Verlängerung zur ursprünglichen Länge), die anfänglich im einfachen Verhältnis zur Zugkraft oder auch zu der durch deren Division mit dem ursprünglichen Querschnitt erhaltenen Spannung σ steht, so daß also die Beziehung beider durch eine, nach ihrem Entdecker genannte, Hookesche Gerade OA in Fig. 1

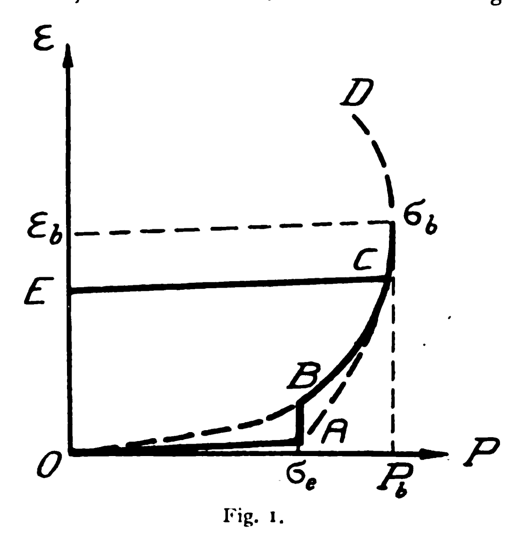


Fig. 1.

dargestellt wird. Gleichzeitig verkürzen sich die Querabmessungen im geraden Verhältnis zu den Längsdehnungen, während im Falle einer Druckwirkung genau das Umgekehrte, also eine verhältnismäßige Längsverkürzung und Querdehnung mit schwacher Erwärmung stattfindet. Wird der Stab im Bereich der Hookeschen Geraden wieder entlastet, so geht er längs derselben auf seine ursprünglichen Abmessungen und die Ausgangstemperatur zurück, so daß wir es hier mit einem umkehrbaren Vorgange zu tun haben, der sich leicht rechnerisch unter Zuhilfenahme der Wärmetheorie verfolgen läßt. Das ganze Verhalten des Stabes bezeichnet man als eine Federung, den Körper selbst bei dieser Zustandsänderung als federnd oder elastisch und das hierbei unveränderliche Verhältnis der Spannung zur Dehnung als Elastizitätsmodul oder Federungswert.

Bei weiterer Steigerung der äußeren Kraft bzw. der Spannung gelangt man zu der sogenannten Elastizitätsgrenze σ_e, von der ab die Dehnungen bzw. Verkürzungen in der Längs- und Querrichtung auf dem Wege ABC ohne merkbare Änderung des Volumens sehr viel rascher anwachsen, als die Spannungen, wobei sowohl beim Zug, als auch beim Druckversuch der Körper eine starke Erwärmung erfährt. Bei gezogenen Stäben aus Eisen und seinen Legierungen tritt hierzu noch eine kräftige Magnetisierung, die im Verein mit der Erwärmung auf ein Parallelrichten der kleinsten Teile zur Stabachse unter Überwindung von Reibungswiderständen hindeutet. Das geht auch aus den Gefügebildern von geätzten Längsschnitten gezogener Stäbe hervor. Entlastet man dann den über die Elastizitätsgrenze beanspruchten Stab wieder, so geht er weder auf demselben Wege, noch in den Anfangszustand zurück, sondern auf einer Parallelen CE zu der ursprünglichen Hookeschen Geraden OA bis zur Dehnungsachse, woraus sich eine bleibende Dehnung oder Verkürzung OE ergibt. Die als Fließen bezeichnete Formänderung außerhalb der Elastizitätsgrenze ist demnach nicht umkehrbar, und zwar infolge des Auftretens der schon erwähnten Reibungswiderstände, deren Überwindung eine Arbeit erfordert, die in Wärme übergeht und bei der Entlastung nicht wieder zurückverwandelt werden kann. Die Parallelität der Entlastungskurve zur Hookeschen Geraden dagegen zeigt, daß der Elastizitätsmodul trotz des Überschreitens der Elastizitätsgrenze im Körper erhalten bleibt, wie denn auch eine erneute Beanspruchung des entlasteten Stabes auf derselben Parallelen vor sich geht. Daraus dürfen wir schließen, daß die Längenänderung oberhalb der Elastizitätsgrenze in der Hauptsache zwar von der mit starker Queränderung verbundenen Drehung der kleinsten Teile herrührt, der sich aber noch eine rein elastische umkehrbare Dehnung überlagert.

Wird die Beanspruchung des Stabes über die Elastizitätsgrenze weiter fortgesetzt, so geht er schließlich zu Bruch, nachdem vorher oft eine starke lokale Einschnürung des gezogenen bzw. eine Ausbauchung des gedrückten Stabes eingetreten ist. Der mit der Einschnürung verbundenen Querschnittsverminderung entspricht dann eine Kraftabnahme bei fortschreitender Dehnung bis zum Bruche. Die Bruchfläche ist im ersten Falle entweder glatt oder kraterförmig gestaltet, wobei die Kraterwände Winkel von etwa 45° gegen die Kraftrichtung bilden. Dieselbe Neigung besitzen angenähert auch die Bruchflächen gedrückter Körper, die z. B. bei Steinen zur Pyramidenbildung der Kerne führen. Die Vorbereitung dieser Bruchflächen erkennt man übrigens bald nach Überschreiten der Elastizitätsgrenze an einem Rauh-

werden der anfänglich glatten Staboberfläche, auf der nach und nach gekreuzte Faltenzüge von der erwähnten Neigung zutage treten. Die höchste auf der Fließkurve erreichte Spannung σ_b bezeichnen wir als die Bruchgrenze, die dazu gehörige Dehnung ε_b als Bruchdehnung.

Die vorstehend geschilderte Zusammensetzung der Kraftdehnungslinie aus der Hookeschen Geraden und einer flacher verlaufenden Fließkurve nach Fig. 1 mit einem kurzen, der Dehnungsachse parallelen Übergang bei nahezu gleichbleibender Kraft gilt vornehmlich für kohlenstoffarmes Schmiede- und Flußeisen bzw. Stahl, nicht aber für Gußeisen, Kupfer, sowie natürliche und künstliche Steine. Bei diesen fehlt die Hookesche Gerade gänzlich; die Dehnungslinie beginnt sofort mit einer merklichen Krümmung und verläuft stetig bis zum Bruche ($OBCD$). Da auch in diesen Körpern der Schall sich mit endlicher Geschwindigkeit fortpflanzt, so müssen in ihnen wenigstens kleine elastische Längsschwingungen möglich sein, was nur mit einer anfänglichen Neigung der Tangente der Dehnungslinie gegen die Kraftachse vereinbar ist. Man erkennt übrigens, daß man diesem Verhalten durch die in Fig. 1 gestrichelte Fortsetzung der Fließkurve bis zum Anfang gerecht werden kann. Ferner sei noch erwähnt, daß bei einigen Körpern, vor allem Legierungen des Kupfers (Messing und Bronze) die Fließkurve ohne geradliniges Verbindungsstück AB sich unmittelbar an die Hookesche Gerade bei der Elastizitätsgrenze anschließt und den in Fig. 1 punktiert angedeuteten Verlauf ACD zeigt.

Unterwirft man einen elastischen Körper sehr häufig wechselnden Beanspruchungen, wie dieses zuerst Wöhler (1860—1870) getan hat, so ändert er im Laufe der Zeit seine Eigenschaften so weit, daß er sogar unterhalb der ursprünglichen Bruchgrenze zerstört werden kann. Bei genauer Untersuchung zeigt sich dann, daß die Belastungs- und Entlastungskurven nicht miteinander zusammenfallen, sondern eine Schleife mit Spitzen nahe der Hookeschen Geraden einschließen, deren Inhalt in geradem Verhältnis zu der hierbei aufgewandten Arbeit steht. Diese Arbeit muß demnach im Innern des Körpers zur Umlagerung der Einzelteile unter Überwindung von Widerständen verbraucht und teilweise in Wärme übergegangen sein. Man spricht alsdann von einer elastischen Hysteresis und einer durch sie bedingten Ermüdung des Stoffes.

2. Ableitung des I. Grenzfalles der Fließkurve.

Die von uns bisher ins Auge gefaßten Körper bestehen durchweg aus einem Haufen regellos angeordneter, mehr oder weniger voll ausgebildeter, irgendwie zusammengeballter Kristalle, welche beim Fließvorgang eine Umlagerung erfahren. Diese wiederum zerfällt in eine Verschiebung und eine Drehung aus der Ruhelage, von denen die erstere vorwiegend in die Kraftrichtung fallen wird und die elastische Dehnung hervorrufen möge, während wir in der letzteren die Ursache des Fließens erblicken. Die reine Parallelverschiebung befolge nun einfach das Hookesche Gesetz und kann darum als umkehrbare Dehnung, die sich dem Fließvorgang überlagert, um so eher hier außer Betracht bleiben, als ihr Betrag gegen die Fließdehnung stets verschwindend klein ausfällt. Ihrer nachträglichen Eintragung in das erhaltene Schaubild steht überdies nichts im Wege, während wir vorläufig die Hookesche Gerade mit der Kraftachse zusammenfallen lassen.

In jedem der einzelnen drehbaren Elemente, als die man sich die kleinen Kristalle selbst oder Teile derselben vorstellen kann, legen wir nun eine Achse AB fest (Fig. 2), die in der Ruhelage

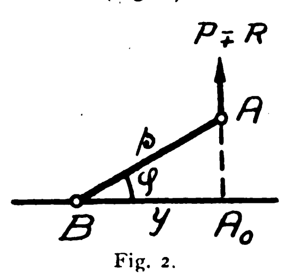


Fig. 2.

senkrecht zur Kraftrichtung steht. An einem Punkt A dieser Achse möge der auf das Element entfallende Kraftanteil P wirken, während ein anderer Punkt B nur senkrecht zu P verschiebbar sein soll. Die Kraft P hat dabei einen Reibungswiderstand R an ihrem Angriffspunkt, sowie eine federnde Richtkraft zu überwinden, welche dessen Verschiebung entgegenwirkt. Ist s der Abstand der Punkte A und B und φ die augenblickliche Neigung von s gegen die Ruhelage, so möge die Richtkraft im Verhältnis der Verschiebung $A_0 A = s \cdot \sin \varphi$ des Angriffspunktes aus der Ruhelage zunehmen. Alsdann erhalten wir mit einem Beiwert C den Ansatz

$$P \mp R = C s \sin \varphi . \qquad (1)$$

Ist ferner b die Abmessung des Gebildes senkrecht zur Bildebene und $A_0 B = y = s \cdot \cos \varphi$, so erhalten wir die auf die Fläche $b \cdot y$ entfallende Spannung

$$\sigma' = \frac{P \mp R}{b \cdot y} = \frac{P \mp R}{b \cdot s \cdot \cos \varphi} . \qquad (2)$$

Durch diese Spannung erfährt aber die weitere Umgebung des Teilchens AB nach dem in ihr als gültig angenommenen Hookeschen Gesetz $\sigma' = E \cdot \varepsilon$, in dem allerdings der Modul E infolge der Umlagerung nicht mit dem gewöhnlichen Zugmodul des ganzen Stabes übereinstimmt, eine

Dehnung ε in der Kraftrichtung, so daß wir an Stelle von (2) unter gleichzeitiger Ausschaltung des Drehwinkels φ durch (1) erhalten:

$$E \cdot \varepsilon \cdot b \cdot s = \frac{P \mp R}{\sqrt{1 - \left(\frac{P \mp R}{C \cdot s}\right)^2}} \tag{3}$$

oder mit den Abkürzungen

$$\frac{P}{C \cdot s} = p, \quad \frac{R}{C \cdot s} = r, \quad \frac{C}{E \cdot b} = k, \tag{4}$$

$$\varepsilon = \frac{k(p \mp r)}{\sqrt{1 - (p \mp r)^2}} = k \operatorname{tg} \varphi. \tag{3a}$$

Hierin sind also p und r reine Zahlenwerte, die in geradem Verhältnis zu der am Stab angreifenden Außenkraft und dem durch sie im Stabinneren geweckten Reibungswiderstand stehen. Aus (3a) sowie der Ableitung

$$\frac{d\varepsilon}{dp} = \frac{k}{[1 - (p \mp r)^2]^{3/2}} \tag{3b}$$

erkennen wir, daß die durch (3a) dargestellte Dehnungslinie aus 2 Zweigen besteht, die bei $p = \pm r$ die Kraftachse, mit

$$\varepsilon = \mp \frac{k \cdot r}{\sqrt{1 - r^2}}$$

für $r^2 < 1$ die Dehnungsachse schneiden und die Asymptoten $p = \pm 1 \pm r$ besitzen. Von diesen beiden Zweigen haben indessen nur die in Fig. 3

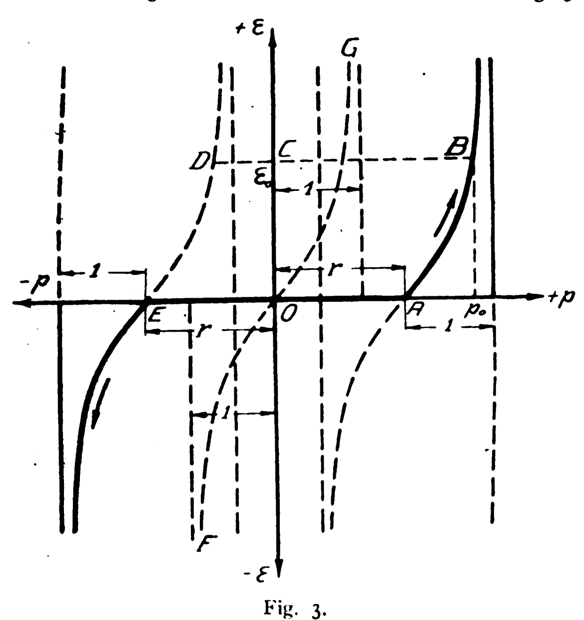


Fig. 3.

(die für $r^2 > 1$ gilt und darum keine Schnitte mit der Dehnungsachse aufweist) ausgezogenen Teile praktische Bedeutung, von denen der dem oberen Vorzeichen in den Formeln (3a) und (3b) zugeordnete eine Fließkurve unter Zugwirkung, der den unteren Vorzeichen entsprechende eine solche unter Druckwirkung darstellt. Beide Zweige sind durch das als Hookesche Gerade anzusehende Stück $2r$ der Kraftachse miteinander verbunden. Daraus folgt, daß die Punkte $p = \pm r$ die Elastizitätsgrenze und die Asymptotenabstände $p = \pm(1 + r)$ die Bruchgrenze für beide Kraftwirkungen anzeigen. Die Fließkurve gehört also Körpern an, welche unterhalb der Bruchgrenze beliebig ausgezogen oder breitgequetscht werden können, ohne den Zusammenhang zu verlieren. Das trifft anscheinend für Kupfer und einige seiner Legierungen zu, von denen ersteres allerdings keine ausgesprochene Elastizitätsgrenze besitzt. Entlastet man den Körper im Punkte B, nachdem er bei dem Kraftwerte p_0 die Dehnung ε_0 erreicht hat, so kann er jedenfalls die Fließkurve BAO nicht rückwärts durchlaufen, da bei der Umkehr der Reibungswert r das Vorzeichen wechselt, entsprechend der links von der ε-Achse verlaufenden Kurve. Dem Vorzeichenumkehr von r entspricht aber die Gerade BC parallel der Kraftachse (bzw. der Hookeschen Geraden), so daß ε_0 sofort die bleibende Dehnung angibt. Würde man nach völliger Zugentlastung im Punkte C eine Druckwirkung auf den Körper ausüben, so gelangte man bis zum Punkte D, bei dem der Körper auf der linken Druckkurve zu fließen beginnt. Der Punkt D würde alsdann die Druckelastizitätsgrenze des vorher um $OC = \varepsilon_0$ bleibend gedehnten Körpers darstellen, die um denselben Betrag unter dem ursprünglichen E liegt, um den die Zugelastizitätsgrenze B über ihrem ursprünglichen Wert bei A durch die bleibende Dehnung erhöht wurde. Das Kurvenviereck $ABDE$, dessen untere Seite EA natürlich auch jede andere parallele Lage haben kann, steilt somit einen Kreislauf dar, dessen Inhalt

$$J = 2r\varepsilon_0 \tag{5}$$

ein Maß für die dabei aufgewandte, in Wärme übergegangene Arbeit bildet. Meines Wissens liegen über dieses, der magnetischen Hysteresis nahe verwandte Verhalten bisher noch keine zuverlässigen Versuche vor, so daß sich unsere letztere Folgerung nicht prüfen läßt.

Schließlich bemerken wir, daß für einen Körper, dessen Einzelteile der Umlagerung durch Drehen keinen Reibungswiderstand entgegenstellen, mit $r = 0$, (3a) und (4) sich vereinfachen in

$$\varepsilon = \frac{k \cdot p}{\sqrt{1 - p^2}}, \tag{6a}$$

$$\frac{d\varepsilon}{dp} = \frac{k}{(1 - p^2)^{3/2}}. \tag{6b}$$

Die hierdurch dargestellte umkehrbare Dehnungslinie FOG in Fig. 3 verläuft parallel und kon-

gruent den oben besprochenen Linien durch den Anfangspunkt O zwischen den beiden Asymptoten $p = \pm 1$. Da die Kurve selbst durch den Anfangspunkt geht, so kommt sie für eine Verbindung mit der Hookeschen Geraden, also eine reine Dehnung ohne Drehung der Einzelteile, überhaupt nicht in Betracht.

Um unsere Ergebnisse mit der Erfahrung vergleichen zu können, die in Spannungsdehnungslinien niedergelegt ist, müssen wir die Zahlenwerte p, r und k der vorstehenden Formeln in Spannungen und Dehnungen ausdrücken. Dazu gehen wir von (4) aus, wonach p in geradem Verhältnis mit der äußeren Kraft, also auch mit der auf den ursprünglichen Querschnitt bezogenen Spannung σ derart wächst, daß allgemein

$$p = \alpha \cdot \sigma$$

zu setzen ist. Bedeutet dann σ_e die Elastizitätsgrenze, so ist hierfür $p = r$, also

$$\alpha \cdot \sigma_e = r$$

und für die Bruchgrenze σ_b wegen $p - r = 1$

$$\alpha(\sigma_b - \sigma_e) = 1, \quad \alpha = \frac{1}{\sigma_b - \sigma_e}$$

oder

$$p = \frac{\sigma}{\sigma_b - \sigma_e}, \quad r = \frac{\sigma_e}{\sigma_b - \sigma_e}, \tag{4a}$$

andererseits haben wir aus (3b) für die Elastizitätsgrenze $p = r$

$$k = \left(\frac{d\varepsilon}{dp}\right)_e = \left(\frac{d\varepsilon}{d\sigma}\right)_e \frac{d\sigma}{dp} = \left(\frac{d\varepsilon}{d\sigma}\right)_e (\sigma_b - \sigma_e), \tag{4b}$$

so daß also dieser Beiwert durch die Neigung der Fließkurve beim Schnitt mit der Spannungsachse an der Elastizitätsgrenze gegeben ist. Setzen wir die vorstehenden Ausdrücke in die Gl. (3a) ein, so geht diese über in

$$\varepsilon = \left(\frac{d\varepsilon}{d\sigma}\right)_e \cdot \frac{(\sigma_b - \sigma_e)(\sigma \mp \sigma_e)}{\sqrt{(\sigma_b - \sigma_e)^2 - (\sigma \mp \sigma_e)^2}}. \tag{7}$$

Schließlich können wir noch die innere Federungszahl E berechnen, indem wir nach (4) setzen

$$k = \frac{C \cdot s}{E b s} = \frac{P}{p E b s}.$$

Da hierin $P = \sigma b s$, und p durch (4a) gegeben ist, so folgt

$$k = \frac{\sigma_b - \sigma_e}{E},$$

oder nach (4b)

$$E = \left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_e. \tag{4c}$$

3. Ableitung des II. Grenzfalles der Fließkurve.

Es liegt auf der Hand, daß man mit den einfachen Vorstellungen, welche der bisherigen Ableitung zugrunde liegen, nicht allen Erscheinungen der Wirklichkeit gerecht werden kann. Insbesondere trifft dies für die Annahme des gleichen Reibungswiderstandes aller drehbaren Teilchen zu, der mit Sicherheit in den meisten Körpern von Null bis zu beliebig großen Werten, die dem Festklemmen entsprechen, anwächst. Von der Verteilung der Reibungsziffer r, in der nach (4) auch die Teilchenlänge s steckt, können wir nur aussagen, daß sie mit dem Bruchteil $N : N_m$ einer beliebigen Teilchenzahl N zur Gesamtzahl N_m in der Volumeneinheit derart anwächst, daß für $r = \infty$ der Grenzwert N_m erreicht wird, so daß also die Beziehung zwischen r und N durch eine asymptotische Kurve (Fig. 4) dargestellt wird. Diese

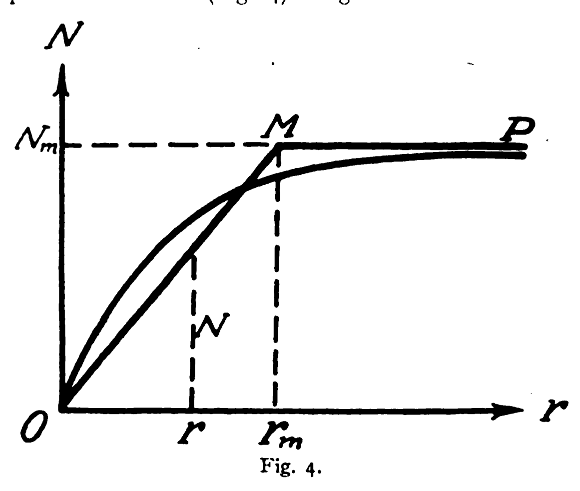


Fig. 4.

Kurve wollen wir nun in erster Annäherung durch eine schräg ansteigende Gerade OM

$$\frac{N}{N_m} = \frac{r}{r_m} \tag{8}$$

mit der höchsten Reibungsziffer r_m ersetzen, während der daran anschließende, mit der Asymptote der wahren Verteilungskurve zusammenfallende Zweig MP keinen Beitrag liefern möge, da ihm mit wachsendem r kein Zuwachs der Teilchenzahl mehr entspricht. Es läuft dies natürlich auf eine gleichmäßige Verteilung der Reibungsziffern auf die Teilchen unter gleichzeitiger Festsetzung eines Höchstwertes r_m hinaus.

Die dieser Verteilung entsprechende Dehnung erhalten wir alsdann durch Bildung des Mittelwertes aus (3a) nach der Formel

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon' &= \frac{1}{N_m}\int_0^{N_m} \varepsilon\, dN = \frac{1}{r_m}\int_0^{r} \varepsilon\, dr \\ &= \pm \frac{k}{r_m} \left[\sqrt{1 - (p \mp r)^2}\right]_0^r, \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

wobei nur zu beachten ist, daß für $[p] \leqq r_m$ die obere Grenze $r = p$ zu setzen ist, da hierbei nicht

alle Teilchen in Drehung versetzt werden (im Gegensatz zu $p \gtreqless r_m$), wofür dann als obere Grenze $r = r_m$ selbst gilt. Wir erhalten also zwei Kurven, nämlich

$$\text{für } [p] \leqq r_m \quad \varepsilon_1' = \pm \frac{k}{r_m}\left(1 - \sqrt{1 - p^2}\right), \tag{9a}$$

für $[p] \gtreqless r_m$

$$\varepsilon_2' = \pm \frac{k}{r_m}\left(\sqrt{1-(p \mp r_m)^2} - \sqrt{1-p^2}\right), \tag{9b}$$

wobei das obere Vorzeichen wieder für zunehmende, das untere für abnehmende Kraftwerte p gilt, und zwar sowohl im Zug-, wie auch im Druckgebiet. Für $r_m = 0$ geht die Gl. (9b), wie man durch Differenzieren im Zähler und Nenner nach r_m leicht feststellen kann, wieder in die Kurve (6a) über. Unter Hinzunahme der Ableitungen

$$\frac{d\varepsilon_1'}{dp} = \pm \frac{k}{r_m} \frac{p}{\sqrt{1-p^2}}, \tag{10a}$$

$$\frac{d\varepsilon_2'}{dp} = \pm \frac{k}{r_m}\left(\frac{p}{\sqrt{1-p^2}} - \frac{p \mp r_m}{\sqrt{1-(p \mp r_m)^2}}\right) \tag{10b}$$

erkennt man, daß die beiden Kurven im Punkte

$$p = r_m, \quad \varepsilon_1' = \varepsilon_2' = \pm \frac{k}{r_m}\left(1 - \sqrt{1 - r_m^2}\right)$$

sich berühren, daß also innerhalb dieser Stelle die Fließkurve nach (7a), außerhalb dagegen noch (7b) verläuft. Schreibt man Gl. (9a) in der Form

$$\frac{(\varepsilon_1' r_m \mp k)^2}{k^2} + p^2 = 1, \tag{11}$$

so erkennt man, daß die erste Kurve ε' zwei Viertelellipsen OA und OB mit den Halbachsen

$$p = 1, \quad \varepsilon' = \frac{k}{r_m}$$

bildet, die tangential zur Kraftachse vom Anfang O ausgehen (Fig. 5). Die jenseits der Punkte A und B entsprechend

$$p = \pm 1, \quad \varepsilon = \pm \frac{k}{r_m}$$

liegenden Teile der Ellipsen haben keinen Sinn, da sie dem Vorzeichenwechsel von r_m bei der Hubumkehr von p nicht genügen.

Weiter erhellt nach Differentiation der Gl. (9b) für die zweite Kurve ε_2' im Zähler und Nenner nach r_m, daß sie für $r_m = 0$ in die reibungsfreie Dehnungslinie (6a) übergeht, also mit abnehmendem r_m sich in der Dehnungsrichtung immer länger streckt. Auch diese zweite Kurve besteht ersichtlich aus zwei Zweigen, die in den Punkten $p = \pm \frac{r_m}{2}$ die Kraftachse schneiden und in den Punkten

$$\left.\begin{array}{ll} p = \pm 1 & \varepsilon_2' = \pm \frac{k}{r_m}\sqrt{\pm 2 r_m - r_m^2} \\ p = \pm 1 \pm r_m & \frac{d\varepsilon_2'}{dp} = \infty \end{array}\right\} \tag{12}$$

zur Dehnungsachse parallele Tangenten besitzen. Dem entsprechen aber nur so lange reelle Dehnungswerte, als

$$-2 < r_m < +2$$

ist, worin $r_m = \pm 2$ die Grenzwerte für die Zug-

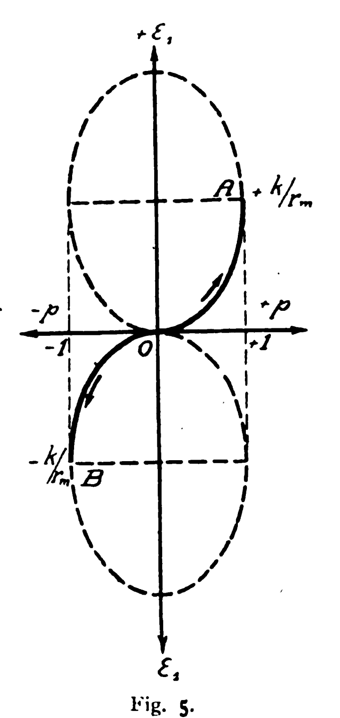


Fig. 5.

und Druckkurve darstellen. Schreibt man die Gl. (9b) in der Form

$$\pm \varepsilon_2' r_m + k\sqrt{1-p^2} = k\sqrt{1-(p \mp r_m)^2}$$

und quadriert, so wird daraus

$$k\,\varepsilon_2' \sqrt{1-p^2} = k^2\left(p \mp \frac{r_m}{2}\right) \pm \varepsilon_2'^2 \cdot \frac{r_m}{2},$$

also für

$$p = \pm \frac{r_m}{2}, \quad \varepsilon_1'(\varepsilon_2' r_m \mp k\sqrt{4 - r_m^2}) = 0. \tag{13}$$

Daraus folgt, daß die Kurven je zwei Scheitelpunkte

$$p = \pm \frac{r_m}{2}, \quad \varepsilon_2' = \frac{k}{r_m}\sqrt{4 - r_m^2} \tag{13a}$$

mit zur Kraftachse parallelen Tangenten besitzen und überdies zu den Achsen $p = \pm \frac{r_m}{2}$ und $\varepsilon_2' = 0$ doppelt symmetrische Schleifen darstellen, welche der Lemniskate ähneln. Ihre Verzeichnung bietet

Fig. 6. $r_m = \frac{2}{3}$.

nunmehr keine Schwierigkeit und ist in den Figg. 6, 7, 8 für die drei Fälle $2 > [r_m] \lesseqgtr 1$ unter gleichzeitiger Vereinigung mit der Kurve (9a) für ε_1' durchgeführt. Zu ihnen gehört strenggenommen noch die durch den Anfang gehende und sich nach beiden Seiten ins Unendliche erstreckende reibungsfreie Kurve nach Gl. (6a), während die beiden Schleifen im anderen Grenzfalle $r_m = 2$ zu zwei Punkten auf der p-Achse zusammenschrumpfen. Von den beiden Schleifen kommen für das wirkliche Verhalten der Körper nur die ausgezogenen

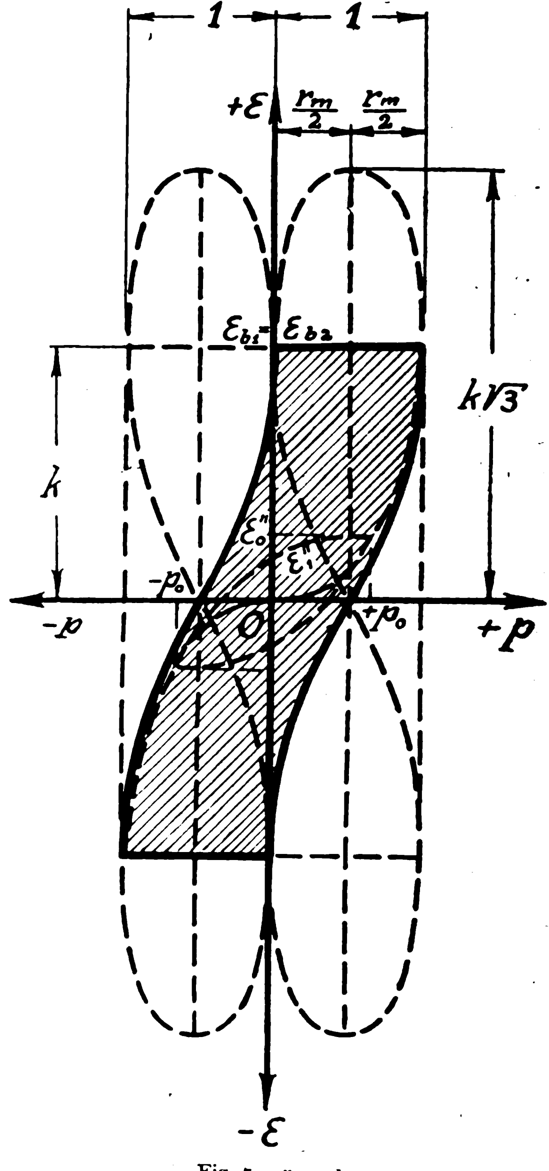


Fig. 7. $r_m = 1$.

Stücke in Betracht, da mit der Fortsetzung darüber hinaus wegen der Hubumkehr von p ein Vorzeichenwechsel von r verbunden wäre, der den sofortigen Übergang zur anderen Schleife im Abstande r_m bedingt. Darum stellen die in den Figg. 6, 7, 8 schraffierten, von je zwei Schleifenstücken und zwei Parallelen zur p-Achse eingeschlossenen Streifen Bereiche dar, innerhalb derer sich

alle Zustandsänderungen der Körper abspielen müssen. Die äußersten Eckpunkte dieses Bereiches

$$\left.\begin{array}{l} \text{für } r_m \leqq 1 \\ \qquad p = \pm 1, \quad \varepsilon_2{}' = \pm \frac{k}{r_m}\sqrt{2 r_m - r_m^2} \\ \text{für } r_m \geqq 1 \\ \qquad p = \pm 1, \quad \varepsilon_1{}' = \pm \frac{k}{r_m} \end{array}\right\} \qquad (13\,b)$$

entsprechen alsdann der Bruchgrenze und der Bruchdehnung, während der Schnittpunkt

$$p = \pm \frac{r_m}{2} \qquad (13\,c)$$

der, in unseren Figuren mit der Hookeschen Geraden zusammenfallenden, Kraftachse mit den

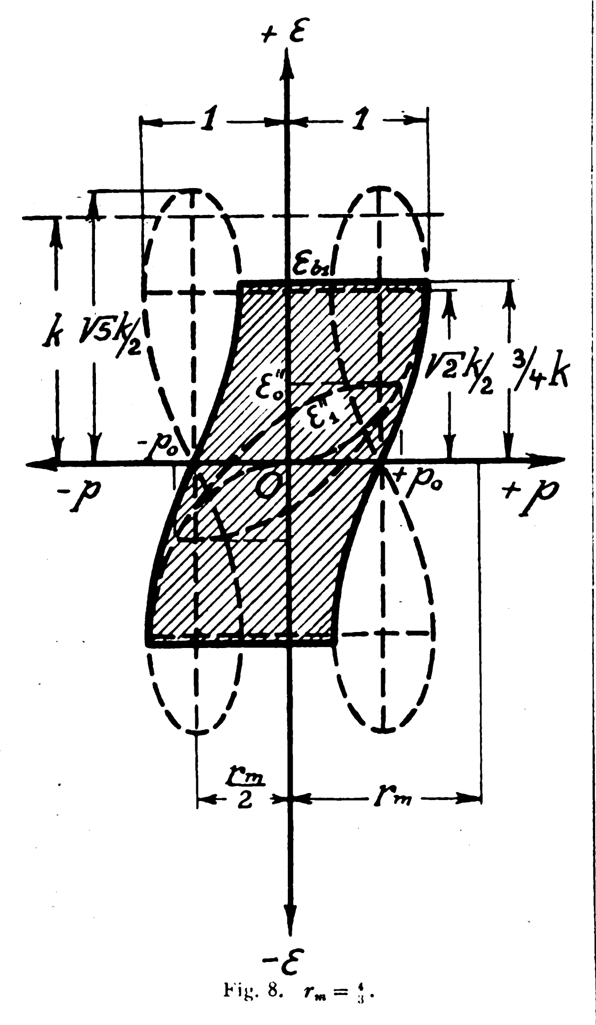


Fig. 8. $r_m = \frac{4}{3}$.

Schleifen der Elastizitätsgrenze zugehört. Der Unterschied der beiden Bruchdehnungen für $r_m \leqq 1$ ergibt sich daraus, daß im letzteren Falle entsprechend Fig. 8 die beiden Kurven (9a) und (9b) gar nicht zur Berührung kommen, so daß die Bruchgrenze nur längs der durch O gehenden, punktiert eingetragenen Kurve (9a) erreicht wird, welche für $p = \pm 1$ die Dehnung $\varepsilon_{b_1}{}' = \pm \frac{k}{r_m}$ ergibt. Da die Zustandsbereiche, wie aus den Figuren hervorgeht, mit zunehmendem r_m, also wachsender innerer Gleitreibung, immer niederer und breiter werden, so rückt auch die Elastizitätsgrenze der Bruchgrenze immer näher, d. h. die Körper werden mit zunehmender innerer Gleitreibung spröder.

Läßt man nun auf einen Körper mit der durch (8) bzw. Fig. 4 gekennzeichneten Verteilung der Reibungsziffern auf die drehbaren Einzelteile einen Zug oder Druck wirken, so kann er sich, solange $p < \frac{r_m}{2}$ ist, entweder nach der in den Figg. 6, 7, 8 eingetragenen Ellipse Fig. 5 dehnen bzw. verkürzen, um dann auf die Schleifenkurve überzugehen, auf der er dann die Druckgrenze erreicht. Es ist aber auch möglich, daß infolge einer anfänglichen Klemmung aller Drehteile erst eine umkehrbare Formänderung nach der mit der Kraftachse zusammenfallenden Hookeschen Geraden einsetzt, die mit der Elastizitätsgrenze $p = \frac{r_m}{2}$ ihr Ende findet. Da hier immer noch $p < r_m$ ist, so kann die weitere Änderung nicht längs der den Zustandsbereich begrenzenden Schleifenkurve erfolgen, sondern muß sprungweise auf die Ellipse übergehen, um für $r_m > 1$ auf dieser die Bruchgrenze $p = 1$ mit der Bruchdehnung $\varepsilon_{b_1}{}' = \pm \frac{k}{r_m}$ zu erreichen, Fig. 8. In dem weniger wahrscheinlichen Falle $r_m < 1$, Fig. 6, dagegen findet nach dem Sprung ein stetiger Übergang bei $p = r_m$ auf die Schleifenkurve und auf dieser schließlich der Bruch statt.

In unseren Formeln steht der Zahlenwert p in geradem Verhältnis zur aufgedrückten Zug- oder Druckkraft, also auch zu der auf den ursprünglichen Querschnitt bezogenen Spannung σ. Da ferner für den Bruch $p = 1$ wird, entsprechend einer Bruchspannung σ_b, so folgt, daß wir allgemein

$$p = \frac{\sigma}{\sigma_b} \qquad (14\,a)$$

zu setzen haben. Ferner ist für die Elastizitätsgrenze, der die Spannung σ_e zugehört, $2p = r_m$, also

$$r_m = 2\frac{\sigma_e}{\sigma_b}, \qquad (14\,b)$$

während sich k aus der Bruchdehnung ε_b mit Hilfe der Formeln (9a) und (9b) berechnet. Es ist somit für $p = 1$ unter Beachtung von (14a) und (14b)

$$\frac{k}{r_m} = \varepsilon_{b_1} = \frac{\varepsilon_{b_2} \cdot \sigma_b}{\sqrt{\sigma_b^2 - (\sigma_b - 2\,\sigma_e)^2}}, \qquad (14\,c)$$

wenn wir mit ε_{b_1} die Bruchdehnung auf der Kurve (9a), Fig. 8, und mit ε_{b_2} diejenige auf der Kurve (9b), Fig. 6, bezeichnen. Damit gehen unsere Formeln (9a) über

$$\text{für} \begin{Bmatrix} [p] < r_m \\ \sigma < 2\,\sigma_e \end{Bmatrix} \text{ in } \varepsilon_1' = \pm\, \varepsilon_{b_1}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{\sigma^2}{\sigma_b^2}}\right) = \pm\, \varepsilon_{b_2} \frac{\sigma_b - \sqrt{\sigma_b^2 - \sigma^2}}{\sqrt{\sigma_b^2 - (\sigma_b - 2\,\sigma_e)^2}}, \qquad (15\,a)$$

$$\text{für} \begin{Bmatrix} [p] > r_m \\ \sigma > 2\,\sigma_e \end{Bmatrix} \text{ in } \varepsilon_2' = \pm\, \varepsilon_{b_2} \frac{\sqrt{\sigma_b^2 - (\sigma \mp 2\,\sigma_e)^2} - \sqrt{\sigma_b^2 - \sigma^2}}{\sqrt{\sigma_b^2 - (\sigma_b - 2\,\sigma_e)^2}} \qquad (15\,b)$$

und ergeben für den Dehnungssprung ε_e an der Elastizitätsgrenze nach (15a)

$$\varepsilon_e = \varepsilon_{b_1}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{\sigma_e^2}{\sigma_b^2}}\right) = \varepsilon_{b_2} \frac{\sigma_b - \sqrt{\sigma_b^2 - \sigma_e^2}}{\sqrt{\sigma_b^2 - (\sigma_b - 2\,\sigma_e)^2}}. \qquad (15\,c)$$

Aus Gl. (3a) folgt nun weiter der Neigungswinkel der einzelnen Drehteile für die Bruchgrenze, d. h. für $p = 1$ zu

$$\operatorname{tg} \varphi_b = \frac{1 - r}{\sqrt{1 - (1 - r)^2}},$$

also ist der Mittelwert

$$\operatorname{tg} \varphi_b' = \frac{1}{r_m}\int_0^r \operatorname{tg} \varphi_b\, dr = \frac{\sqrt{1 - (1 - r)^2}}{r_m}$$

mit den beiden Sonderwerten für $r = p = 1$ und $r = r_m$

$$\operatorname{tg} \varphi_{b_1} = \frac{1}{r_m}; \quad \operatorname{tg} \varphi_{b_2} = \frac{\sqrt{1 - (1 - r_m)^2}}{r_m},$$

oder wegen (14b)

$$\operatorname{tg} \varphi_{b_1} = \frac{\sigma_b}{2\,\sigma_e}, \quad \operatorname{tg} \varphi_{b_2} = \frac{\sqrt{\sigma_b^2 - (\sigma_b - 2\,\sigma_e)^2}}{2\,\sigma_e}. \qquad (16)$$

Die hierdurch bestimmten Winkel, die für $r_m = 0$, d. h. $\sigma_e = 0$ in 90^0 übergehen, geben, da die Drehteile selbst nicht zerreißen, sondern nur voneinander durch Gleiten getrennt werden, die Neigung der Bruchflächen gegen den ursprünglichen Stabquerschnitt an, womit die Kraterbildung beim Zerreißversuch und das Entstehen von Pyramiden beim Zerdrücken ihre Aufklärung finden.

Aus den vorstehenden Formeln erhalten wir nun die nachstehenden Zahlenwerte, die zum Teil den Fig. 6, 7, 8 entsprechen:

$$r_m = 0, \quad \frac{\sigma_e}{\sigma_b} = 0, \quad \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_{b_2}} = 0,$$
$$\operatorname{tg} \varphi_{b_2} = \infty, \quad \varphi_{b_2} = 90^0,$$

Fig. 6: $r_m = \frac{2}{3}, \quad \frac{\sigma_e}{\sigma_b} = \frac{1}{3}, \quad \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_{b_2}} = 0{,}06,$
$$\operatorname{tg} \varphi_{b_2} = 1{,}41, \quad \varphi_{b_2} = 54^0\,40',$$

Fig. 7: $r_m = 1, \quad \frac{\sigma_e}{\sigma_b} = \frac{1}{2}, \quad \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_{b_2}} = \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_{b_1}} = 0{,}14,$
$$\operatorname{tg} \varphi_b = 1, \quad \varphi_b = 45^0,$$

Fig. 8: $r_m = \frac{4}{3}, \quad \frac{\sigma_e}{\sigma_b} = \frac{2}{3}, \quad \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_{b_1}} = 0{,}20,$
$$\operatorname{tg} \varphi_{b_1} = 0{,}75, \quad \varphi_{b_1} = 36^0\,50',$$

$$r_m = 2, \quad \frac{\sigma_e}{\sigma_b} = 1, \quad \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_{b_1}} = 0,$$
$$\operatorname{tg} \varphi_{b_1} = 0{,}5 \quad \varphi_{b_1} = 26^0\,30'.$$

Diese Werte stimmen angesichts der recht groben Grundannahmen über den Umlagerungsvorgang und die Verteilung der Reibung ganz leidlich mit der Erfahrung überein. Insbesondere bestätigen sie den aus Zug- und Druckversuchen gezogenen Schluß, daß der Bruch fester kristallinischer Körper stets in Gleitflächen erfolgt.

Eine weitere Bestätigung liegt darin, daß nach Versuchen von Bach[1]) die Elastizitätsgrenze und die Bruchgrenze bei sinkender Temperatur sich einander nähern. Fallen sie im absoluten Nullpunkt zusammen, so erreicht dort nach (14b) die Reibungsziffer den Grenzwert $r_m = 2$, womit der Zustandsbereich auf die gerade Verbindungslinie der Punkte $p = \pm 1$ zusammenschrumpft. Es heißt dies nichts anderes, als daß in diesem Zustande sofort nach Erreichen dieses Wertes ohne Fließen der Bruch eintritt, der Körper sich also als absolut spröde erweist.

[1]) Bach und Baumann, Festigkeitseigenschaften und Gefügebilder der Konstruktionsmaterialien. Berlin, Springer, 2. Aufl., 1921, Fig. 9, 10, 12, 16 und 17.

(Schluß folgt.)

Beitrag zu den Durchrechnungsformeln.

(Mitteilung aus der optischen Werkstätte von Carl Zeiß, Jena.)

Von H. Erfle.

Für die Spiegelung an der Kugelfläche besteht bekanntlich ein bemerkenswert einfacher Zusammenhang zwischen der dingseitigen und der bild-

seitigen Schnittweite für beliebigen Öffnungswinkel u; es ist dies die Gleichung

$$\frac{1}{\bar{s}' - r} = -\frac{1}{\bar{s} - r} - \frac{2}{r}\cos\varphi. \qquad (1)$$

In ihr ist φ der „Kugelwinkel", d. h. der Winkel zwischen einer durch den Kugelmittelpunkt gehenden als „Achse" gewählten Geraden und dem zum Einfallspunkt B gehörigen Radius. Ich stellte mir die Aufgabe, zu untersuchen, ob nicht auch für die Brechung an einer Kugelfläche eine wesentliche Vereinfachung gegenüber bisher bekannten Beziehungen eintritt, wenn außer $\bar{s} - r$ ebenfalls der Kugelwinkel φ als unabhängige Veränderliche eingeführt wird. Ich fand dabei die Gleichung

$$\left.\begin{aligned}\frac{r}{\bar{s}' - r} &= -\cos\varphi \\ &+ \sqrt{\left(\frac{n'}{n}\right)^2\left[1 + \frac{2r}{\bar{s}-r}\cos\varphi + \left(\frac{r}{\bar{s}-r}\right)^2\right] - \sin^2\varphi}\end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

oder

$$\left.\begin{aligned}\frac{r}{\bar{s}' - r} &= -\cos\varphi \\ &+ \frac{n'}{n}\sqrt{1 + \frac{2r}{\bar{s}-r}\cos\varphi + \left(\frac{r}{\bar{s}-r}\right)^2 - \left(\frac{n}{n'}\right)^2\sin^2\varphi},\end{aligned}\right\} \qquad (2a)$$

welche die unmittelbare Darstellung der abhängigen Veränderlichen $\bar{s}'$ durch die beiden unabhängigen Veränderlichen $\bar{s}$ und φ leistet.

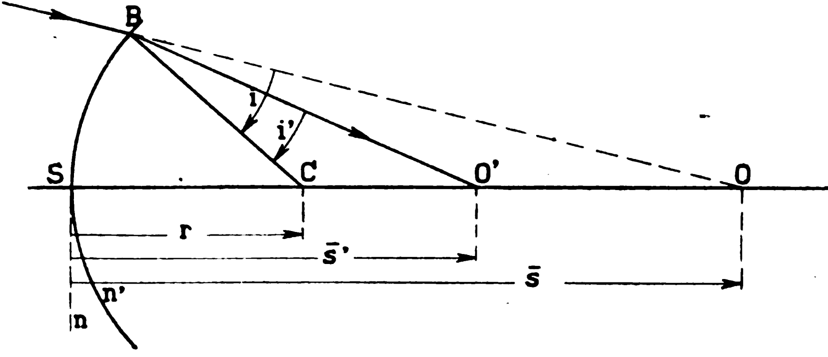
Verschiedene Ableitungen dieser Gleichung werde ich in einer Arbeit geben, die in einigen Monaten in der Zentralzeitung für Optik und Mechanik erscheinen wird. Hier sei nur bemerkt, daß diese allgemeine Gleichung (2) selbstverständlich für den Sonderfall der Spiegelung, d. h. $\frac{n'}{n} = -1$, wieder in die seit etwa hundert Jahren bekannte Gleichung (1) übergeht; es steht nämlich in diesem Sonderfall unter der Quadratwurzel das vollständige Quadrat

$$\left[\cos\varphi + \frac{r}{\bar{s} - r}\right]^2,$$

so daß dann (2a) übergeht in

$$\frac{r}{\bar{s}' - r} = -\cos\varphi - \cos\varphi - \frac{r}{\bar{s} - r},$$

also in Gl. (1). Gl. (2) zeigt außerdem, daß für $\bar{s} - r = 0$, d. h. einen vom Kugelmittelpunkt ausgehenden oder einen nach dem Kugelmittelpunkt zielenden Strahl, $\bar{s}' - r = 0$ unabhängig von der Größe des Winkels φ ist. Dieses Ergebnis erklärt sich physikalisch daraus, daß dann der Einfallswinkel Null ist und somit kein Anlaß zur Entstehung einer sphärischen Abweichung gegeben ist.



SC ist der als Achse gewählte Kugelradius. $\varphi = \sphericalangle BCS$ ist der Kugelwinkel, $u = \sphericalangle BOS$ der dingseitige und $u' = \sphericalangle BO'S$ der bildseitige Öffnungswinkel. $\bar{s} = SO$ ist die dingseitige und $\bar{s}' = SO'$ die bildseitige Schnittweite beliebiger zusammengehöriger Strahlen auf der Achse.

Daß aus (2) oder (2a) ganz einfach durch Entwicklung nach dem binomischen Lehrsatz eine Darstellung der sphärischen Abweichung einer brechenden (und spiegelnden) Fläche entweder fortschreitend nach Potenzen von $\cos\varphi$ oder von $\sin^2(\varphi/2)$ oder von $\sin^2\varphi$ usw. gegeben werden könnte, sei auch hier schon erwähnt.

Für $\varphi = 0$ und beliebigen Wert von $(\bar{s} - r)$ folgen die bekannten Formeln für achsennahe Strahlen

$$\frac{1}{s' - r} = -\frac{1}{s - r} - \frac{2}{r} \qquad (3)$$

oder

$$s' - r = -\frac{(s - r)\cdot r}{2s - r} \qquad (3a)$$

für die Spiegelung; es ist dabei für achsennahe Strahlen statt $\bar{s}$ bzw. $\bar{s}'$ gesetzt worden s bzw. s'.

Aus (2a) folgt für achsennahe Strahlen

$$\frac{r}{s' - r} = -1 + \frac{n'}{n}\left(1 + \frac{r}{s - r}\right),$$

d. h. die bekannte Gleichung

$$\frac{n}{s' - r} = \frac{n'}{s - r} + \frac{n' - n}{r}. \qquad (4)$$

(Eingegangen am 26. Mai 1921.)

Mitteilungen aus Technik und Industrie.

Apparate für Untersuchungen im Ultraviolett.

Von C. Leiss, Berlin-Steglitz.

1. Neuer Ultraviolett-Spektralapparat. (D.R.G.M.)

In Bd. **32**, S. 325, 1912 der Zeitschr. f. Instr.-Kunde habe ich ein „Handspektroskop für Untersuchungen im Ultraviolett" beschrieben, das in der Handhabung außerordentlich bequem, dem aber der Nachteil anhaftet, daß es seines arg zusammengedrängten Spektrums wegen nur für quantitative Arbeiten benutzt werden kann. Wesentlich höheren Anforderungen entspricht dieser neue Apparat, bei welchem die Wellenlängenteilung eine Länge von 50 mm gegen 14 mm bei dem Handspektroskop hat. Die letzten Al-Linien 185,2 und 186 $\mu\mu$ sind noch deutlich sichtbar.

Als Dispersionssystem dienen, wie Fig. 1 zeigt, 2 Quarzprismen von je 30° in Youngscher Anordnung, wobei die Eintritts- und Austrittsflächen der beiden Prismen konvex gestaltet (D.R.G.M.) sind und so gleich als Objektive für den Kollimator und den Beobachtungsteil dienen. Diese Anordnung hat den großen Vorteil, daß 4 reflektierende Flächen gespart werden.

Die Beobachtung der schief zur Linsenachse stehenden, mit Wellenlängenteilung versehene fluoreszierenden Platte geschieht durch ein Okular, welches hinter der Platte parallel der Plattenebene verschoben werden kann. Zur Beleuchtung der Wellenlängenteilung dient ein kleines elektrisches Lämpchen von 3,5 Volt, welches in geeigneter Fassung am Rahmen für die fluoreszierende Platte befestigt ist. Die Speisung des Lämpchens geschieht durch eine kleine Taschenbatterie.

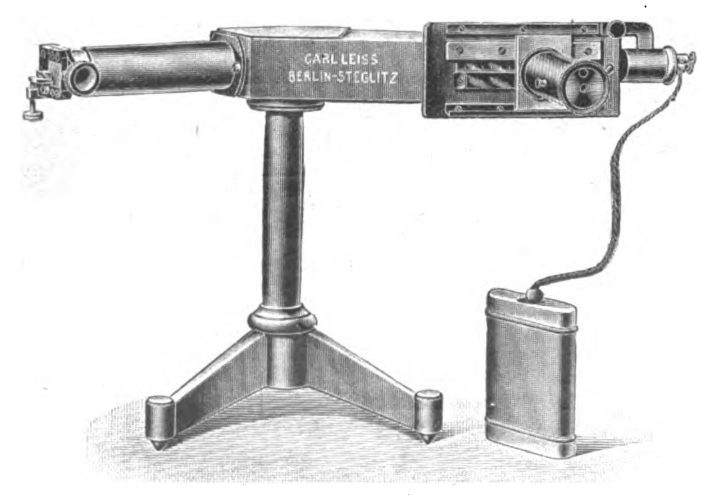


Fig. 1. Spektralapparat für Untersuchungen im Ultraviolett (D.R.G.M.).

Über die Art der Einteilung und die Meßgenauigkeit gibt folgende Zahlentafel Aufschluß:

Spektralgebiet in	1 Strichteil =	Mittlere Größe eines Strichteiles in
$\mu\mu$	$\mu\mu$	mm
186—190	—	2,6
200—250	2	0,7
250—300	2	0,35
300—400	5	0,5
400—450	5	0,4

Der Spalt ist symmetrisch und mit Teiltrommel für die Messung der Spaltweite versehen.

2. Monochromator für Untersuchungen im Ultraviolett. (D.R.G.M.)

Einleitung. In seinem äußeren Aufbau zeigt diese neue Ausführungsform merkliche Unterschiede gegenüber dem von mir in der „Zeitschr. f. Instr.-Kunde, Bd. **32**, S. 292, 1912" beschriebenen, den gleichen Zwecken dienenden Apparat. Als Dispersionssystem kommt wie bei dem vorerwähnten älteren Apparaten ebenfalls ein von Straubel vorgeschlagenes Quarzdoppelprisma mit konstanter Ablenkung von 90° zur Anwendung. Als Einstell- bzw. Meßvorrichtung für das Dispersionssystem dient bei diesem Monochromator die gleiche verbesserte Anordnung, wie bei dem vorbeschriebenen Apparat für Untersuchungen im sichtbaren Gebiet. Die wichtigste Verbesserung bei diesem Apparat bezieht sich indes auf die Einstellung der beiden Objektive. Da die beiden Objektive nicht achromatisierte Linsen aus Quarz sind, müssen sie zur Fokusierung für die verschiedenen Wellenlängen verschiebbar sein. Bei dem von mir früher beschriebenen Apparat mußte jede in eine Röhre gefaßte Linse für sich freihändig verschoben und die Einstellung an einer auf dem Rohr angebrachten Einteilung abgelesen werden. Diese bei jeder Einstellung zweimal zu verrichtende Arbeit war wegen der Feinheit der etwa 25 mm langen Teilung etwas mühselig. Bei dem neuen Apparat ist die Einstellung der Objektive nunmehr in einer wesentlich rationelleren und bequemeren Weise durchgeführt. Beide Objektive werden nicht mehr freihändig und einzeln, sondern durch ein Triebwerk zwangsläufig oder gleichzeitig miteinander verschoben (D. R. G. M.). Die Antriebswelle ist mit einer 5 cm großen Trommel versehen, welche Wellenlängeneinteilung nach Art der Trommel für die Einstellung des Dispersionssystems hat. Die Ablesung und Einstellung bei der neuen Anordnung ist in jeder Hinsicht außerordentlich

bequem. Ein Strichteil (Intervall) ist über sechsmal größer wie bei der bisherigen Konstruktion.

Mechanischer Teil. Beide Linsenachsen stehen unter einem Winkel von 90° zueinander. Eintritts- und Austrittsspalt E und A entsprechen denen des vorbeschriebenen Apparates. Auch die Konstruktion der Meßvorrichtung für das Dispersionssystem ist die gleiche. Die Meßtrommel T_1 umfaßt das kurzwellige Gebiet zwischen 500 $\mu\mu$ und 200 $\mu\mu$. Die Genauigkeit der Einstellung beträgt durchschnittlich 1 bis 2 $\mu\mu$. Die zwangsläufige bzw. gemeinsame Verschiebung der beiden Objektive L_1 und L_2 geschieht wie bereits eingangs erwähnt durch ein Triebwerk derart, daß jedes Objektiv auf einem durch Zahn und Trieb beweglichen Schlitten befestigt ist und die Übertragung von der einen Triebwelle zur anderen durch Kegelräder erfolgt.

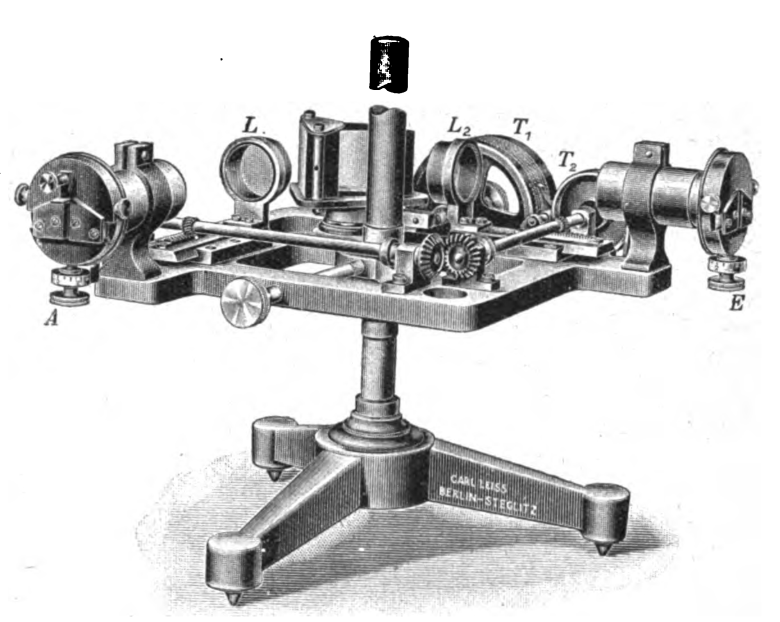


Fig. 2. Monochromator für Untersuchungen im Ultraviolett (D. R. G. M.).

Will man mit einer bestimmten Lichtart, z. B. mit 240 $\mu\mu$ beleuchteten, so ist weiter nichts nötig, als zunächst die größere Wellenlängentrommel T_1 für das Dispersionssystem auf 240 $\mu\mu$ einzustellen und sodann an der zweiten etwas kleineren Trommel T_2 für die zwangsläufige bzw. gemeinsame Verschiebung der Objektive die gleiche Einstellung vorzunehmen.

Die bei den bisherigen Ultraviolettmonochromatoren gebräuchlichen beiden Fernrohrkörper sind bei diesem Apparat zur Vermeidung störender Reflexionen, unter denen die spektrale Reinheit leidet, vermieden. Die Erfahrung hat gelehrt, daß man besonders bei Arbeiten im ultravioletten Strahlengebiet im Aufbau des Instrumentariums alles vermeiden muß, was irgendwie zur Beimischung fremden Lichtes im Austrittsspalt beitragen kann. Hierzu gehören auch die bei so großem Öffnungsverhältnis der Objektive nicht leicht vermeidbaren Reflexionen im Innern der Rohrwandungen sowie an den Prismen und Linsenflächen. Die Verschiebung der beiden Objektive erfolgt deshalb nicht mehr wie bisher in Rohren, sondern durch je eine Schlittenbewegung. Jedes der beiden in einen Ring gefaßte Objektiv ist an dem Ende des zugehörigen Schlitten befestigt. Als Lichtschutz und zum Schutz gegen äußere Einflüsse dient eine über den ganzen Apparat gestülpte und durch einige Schräubchen festgehaltene Kappe. Die Strahlenbegrenzung und Abhaltung sonstigen störenden Lichtes erfolgt durch einige Blenden zwischen den Objektiven und Spalten. Die Einrichtung des Stativs entspricht auch vollständig derjenigen des vorbeschriebenen Apparates.

Optischer Teil. Die wichtigsten Konstruktionsdaten sind in folgender Zahlenreihe zusammengestellt:

f der Objektive		Öffnungsverhältnis		Dispersion zwischen 500 $\mu\mu$ und 200 $\mu\mu$
bei 500 $\mu\mu$ in mm	bei 200 $\mu\mu$ in mm	bei 500 $\mu\mu$	bei 200 $\mu\mu$	
160	135	1 : 5,2	1 : 4,5	9° 45′

Die nutzbare Objektivöffnung beträgt 30 mm, die Länge der brechenden Flächen des Prismas ca. 45 mm. Bei der Einstellung auf die weniger brechbaren Strahlen — bei 500 $\mu\mu$ — stehen die Objektive so nahe wie technisch möglich an den brechenden Flächen des Prismas.

Für die Bewertung der Homogenität in den verschiedenen Spektralbezirken mögen folgende Zahlen dienen:

Spektralbezirk $\mu\mu$		Ausschnitt aus dem Spektrum bei einer Öffnung des Austrittsspaltes von 0,3 mm (in $\mu\mu$)
Hg	404,6	17
	365	9
	312,5	5,5
	253,6	3
Cd . .	214	1

Bei der Bestimmung der in der zweiten Zahlenreihe angegebenen Werte dienten zur Einstellung die in der ersten Zahlenreihe angegebenen charakteristischen Linien des Hg-Lichtes und des Cd-Funken.

Beleuchtung des Eintrittsspaltes bzw. Kollimators. Für die Beleuchtung des Monochromators kommt eigentlich nur Bogenlicht unter Verwendung von Eisenlichtkohlen und das Licht der Quarzquecksilberlampe in Frage. Für die intensivere Beleuchtung des Eintrittsspaltes wird dem Apparat eine Quarzbeleuchtungslinse beigegeben, die genau wie beim vorbeschriebenen Apparat in ein auf den Eintrittsspalt aufsteckbares Rohr gesteckt ist. Die Brennweite und Stellung dieser Quarzlinse ist so gewählt, daß, wenn die Linse ein Bild des Kraters der positiven Kohle auf dem Eintrittsspalt entwirft, der Kollimator vollständig mit Licht erfüllt ist.

Beleuchtung des Untersuchungsapparates. Das hinter dem Austrittsspalt angebrachte Rohr trägt im Innern eine verschiebbare Projektionslinse aus Quarz. Das Rohr besitzt außen 2 Strichteilungen, welche für die Wellenlängen 200, 250, 300, 400 und 500 $\mu\mu$ die Stellung der Linse für folgende Fälle angibt:

a) für parallel austretendes Licht,
b) zur Abbildung des Austrittsspaltes in einer Ebene, welche 200 mm vom Austrittsspalt entfernt ist.

Eine auf der vorgenannten Röhre befindliche Hülse dient zum Lichtabschluß zwischen Monochromator und Untersuchungsapparat.

Nachprüfung und Berichtigung des Apparates. Die Nachprüfung und Einstellung der Wellenlängentrommel geschieht am besten unter Verwendung von Funken- oder Röhrenlicht. Besonders geeignet dafür ist die Quarzquecksilberlampe. Es genügt aber auch die Einstellung der Wellenlängentrommel im sichtbaren Gebiet und zwar mit Hilfe der Hg-Linie (436 $\mu\mu$) vorzunehmen. Steht die Trommel nicht richtig ein, so ist nur der im Innern der Trommel befindliche Drehknopf festzuhalten und die Trommel durch Drehen auf die vorgenannte Zahl 436 einzustellen. Die Projektionslinse in der Röhre hinter dem Austrittsspalt wird bei dieser Art der Einstellung als Lupe benutzt.

Fluoreszierendes Okular für direkte Beobachtungen. Durch Beigabe eines fluoreszierenden Okulars kann der Apparat auch für direkte Beobachtungen im Ultraviolett bis 200 $\mu\mu$ verwendet werden. In der Ebene der Austrittspupille des Okulares befinden sich 2 Blendenöffnungen, eine zentrale und eine exzentrische. Die erstere dient für Beobachtungen im sichtbaren, die letztere für Beobachtungen im unsichtbaren Gebiet. Das auf die fluoreszierende Uranglasscheibe eingeätzte senkrechte Linienpaar läßt sich mit einer seitlichen Berichtigungsschraube verschieben und dadurch genau in Übereinstimmung mit der Trommel bringen.

Die Herstellung der Apparate erfolgt im eigenen Betrieb.

(Eingegangen am 1. Juni 1921.)

Zuschriften an die Schriftleitung.

Zur Leistungsfähigkeit des Anschütz-Fliegerhorizontes.

In dem Aufsatz des Herrn Boykow „Die instrumentelle Unterstützung des Fliegens“ [1]) sagt der Verfasser bei der Besprechung des Anschützschen Horizontes und des Drexlerschen Steuerzeigers: „Hauptsächliche Verbreitung hat nur das letztere Instrument, das wohl eigentlich als Gradfluginstrument anzusprechen ist, gefunden.“ Diese Stelle könnte den Anschein erwecken, als ob die Leistungen des Anschütz-Fliegerhorizontes enttäuscht hätten. Gerade das Gegenteil aber war der Fall, denn sämtliche großen Wasserflugzeuge der Marine sind mit Anschütz-Fliegerhorizonten ausgerüstet gewesen und haben ihre navigatorischen Leistungen mit dessen Hilfe wesentlich verbessern können. Besonders das gefürchtete „Laufen“ des Magnetkompasses, das Herr Boykow so anschaulich schildert und theoretisch richtig erklärt, ist bei Nebelflügen beim Gebrauch des Anschütz-Horizontes unterdrückt worden.

Anschütz & Co.

Zur Priorität der Ausgestaltung der Richtungshörer.

In dem Aufsatz von A. du Bois-Reymond „Englische U.-Boot-Abwehr“ [2]) befindet sich eine längere Abhandlung über Richtungshörer und es wird hierbei angegeben, daß in Deutschland die Richtungshörer von den Herren v. Hornbostel und Wertheimer ausgestaltet worden seien. Ich möchte hierzu bemerken, daß auf deutscher Seite die Richtungshörer in der Gestalt, wie sie zur Anwendung kamen, unabhängig von mir und von den oben genannten Herren in Vorschlag gebracht worden sind. Als Nachweis dafür, daß der Richtungshörer von mir selbständig vorgeschlagen worden ist, führe ich das Schreiben des Kriegsministeriums, Allgemeines Kriegsdepartement, Nr. 2428 7. 15 A. 5, vom 21. Juli 1915 an. In diesem Schreiben ist das Datum meiner Eingabe, welche den Vorschlag des Richtungshörers enthielt, angegeben, und zwar lautet das Datum hiernach vom 5. Juli 1915. Dieses Datum liegt noch vor dem Datum des Patentgesuches der Herren v. Hornbostel und Wertheimer. Selbstverständlich liegt der Tag der eigentlichen Erfindung weit früher, und ich entsinne mich genau, daß ich das Horchverfahren bereits am 23. März 1915 gelegentlich eines russischen Angriffes in Anwendung brachte. Da ich im Felde stand und durch meine dienstliche Tätigkeit daran gehindert war, den Gedanken sogleich auszubauen, weiterhin auch befürchten mußte, daß eine Meldung auf dem Instanzenwege verloren gehen würde, so mußte ich mit der Meldung warten, bis dafür eine geeignete Gelegenheit gegeben war.

Ich lege auf obige Feststellung um so größeren Wert, als in der neueren Zeit, wie auch bei der Bearbeitung des Richtungshörers, Meinungen aufgekommen sind, als ob Ingenieure ungeeignet seien, auf rein physikalischem oder im vorliegenden Falle psychologischem Gebiet selbsttätige Forscherarbeit auszuführen. Der Ingenieur muß, wenn er nutzbringende Arbeit leisten will, die gleiche theoretische Ausbildung erhalten wie derjenige, welcher sich später speziellen physikalischen Forschungsarbeiten hingeben will, und für den Ingenieur muß jede technische Einrichtung, welche er geschaffen hat, wieder die Grundlage von Anregungen zu weiteren Forschungen auf physikalischem und psychologischem Gebiete wie auch auf vielen anderen Gebieten bilden. Physiker und Ingenieur unterscheiden sich letzten Endes also nur dadurch, daß der Physiker eine Erkundung

[1]) Zeitschr. f. techn. Phys. 2 (1921), S. 238.
[2]) Zeitschr. f. techn. Phys. 2 (1921), S. 234.



ausübt, welche nicht notwendig zu einer ökonomischen Verwertung zu führen braucht, während der Ingenieur[1]) wohl oder übel mit seinen Erkundungen einmal einen Abschluß machen muß, um einen Bedarfsgegenstand zu schaffen. Die Forschungen muß er dann später fortsetzen, damit die Gegenstände des Schaffens zu größerer Vollkommenheit gebracht werden. Auf den Tätigkeitsgebieten des Physikers und des Ingenieurs gibt es also keine Grenze hinsichtlich der Forschungen.

Bezüglich des Richtungshörers möchte ich sodann noch anführen, daß ich bei der gesamten Durchkonstruktion mit den beiden Herren v. Hornborstel und Wertheimer gemeinsam gearbeitet habe. W. Schlechtriem.

[1]) (und auch der technische Physiker). Die Schriftl.

Besprechungen.

Sophus Weber, **Über den Dampfdruck des Eises.** Leiden Communications Nr. 150a.

Die Dampfspannung des Eises wurde mittels eines Hitzdrahtmanometers bis herab zu Temperaturen von -68^0 und mittels eines Knudsenschen absoluten Manometers zwischen -68 und -100^0 untersucht. Die Eichung des Hitzdrahtmanometers mit Wasserdampf, dessen Druck durch Volumenvergrößerung in meßbarer Weise verringert wurde, stieß wegen Adsorption des Dampfes an der Glaswand auf Schwierigkeiten. Bei den Messungen mit dem absoluten Manometer zeigte sich ein nicht aufgeklärter Residualdruck von der Größenordnung $5 \cdot 10^{-5}$ mm Hg, der auch bei Abkühlung auf die Temperatur der flüssigen Luft nicht verschwand. — Alle Beobachtungen ließen sich befriedigend durch die von Nernst (Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **12** (1910), 568) aufgestellte Formel

$$\log p = -\frac{2611{,}7}{T} + 1{,}75 \log T - 0{,}00210\, T + 6{,}5343$$

wiedergeben, in der p in mm Hg zu messen, und $T = t + 273{,}09$ zu setzen ist.

J. P. Kuenen und A. L. Clark, **Kritische Größen der Luft.** Leiden Communications Nr 150b.

Luft bekannter Masse wurde bei Temperaturen zwischen $t = -150$ bis -140^0 in einem Piezometer komprimiert und die Drucke p bei beginnender und beendeter Kondensation gemessen. Diejenige Temperatur, bei der diese beiden Drucke zusammenfallen, ist die Temperatur des kritischen Kontaktes. Der höchste bei dem Kondensationsvorgang beobachtete Druck gehört zum Faltenpunkt. Bezeichnet man die Dichte mit d, so wurde gefunden am

	t	p Atm.	d Flüssigk.	d Dampf
Punkt des kritischen Kontaktes	$-140{,}63$	37,17	0,31	0,31
Faltenpunkt . . .	$-140{,}73$	37,25	0,35	0,28

H. Kamerlingh Onnes, **Kryostat für Temperaturen zwischen 27 und 55° abs.** Leiden Communications Nr. 151a.

Es wird ein Kryostat für das Temperaturgebiet von -218 bis -246^0 beschrieben, der mit gasförmigem Wasserstoff beschickt wird und das Intervall zwischen der Temperatur des flüssigen Sauerstoffs und des flüssigen Wasserstoffs überbrückt. Der Raum konstanter Temperatur wird durch ein Kupfergehäuse von 1,2 kg Gewicht gebildet, das in einem Vakuumglas angeordnet ist und in das von unten kaltes Wasserstoffgas eingeführt wird. Dieses kann durch einen Heizwiderstand auf beliebige Temperatur gebracht werden. Das Wasserstoffgas wird aus einer Bombe entnommen und perlt durch flüssigen Wasserstoff bevor es in den Kryostaten tritt. Es gelang die Temperatur bis auf $0{,}01^0$ konstant zu halten, wenn man sich eines automatischen Reglers bediente, der mit einem Gasthermometer in Verbindung stand und je nach der Temperatur die durch den Heizwiderstand fließende Stromstärke veränderte.

H. Kamerlingh Onnes, C. A. Crommelin und P. G. Cath, **Vorläufige Bestimmungen der kritischen Punkte von Neon und Wasserstoff.** Leiden Communications Nr. 151b und c.

Unter Verwendung des soeben beschriebenen Wasserstoffdampf-Kryostaten gelang es die kritischen Punkte von Neon und Wasserstoff genauer zu bestimmen, als sie bisher bekannt sind. Bei konstanter Temperatur wurden bekannte Mengen des Gases in ein piezometerartiges Kölbchen gepreßt und der Druck in Abhängigkeit von der Dichte bestimmt. Das Sättigungsgebiet ist dadurch kenntlich, daß sich der Druck nicht mit der Dichte ändert. Für Wasserstoff war diese Beobachtung sehr scharf, für Neon weniger, da es nicht gelang, dies Gas völlig rein herzustellen. — Die Temperaturmessung wurde mit einem Heliumthermometer ausgeführt. Es ergaben sich folgende Werte:

Gas	t_k	p_k Atm.	d_k
Neon . . .	$-228{,}35$	26,86	—
Wasserstoff	$-239{,}91$	12,80	0,0310

P. G. Cath und H. Kamerlingh Onnes, **Dampfdruck von Wasserstoff.** Leiden Communications Nr. 152a.

In einem Thermostaten, der mit gasförmigem Wasserstoff tiefer Temperatur beschickt ist, wurde durch Vergleich mit einem Heliumthermometer (Gefäßvolumen 108 ccm, schädlicher Raum 0,77 ccm) der Dampfdruck des flüssigen Wasserstoffs zwischen $t = -259$ und -240^0 bzw. zwischen $p = 0{,}81$ und 2,9 Atm. gemessen. Die Beobachtungen lassen sich durch die Formel

$$T \log p = -56{,}605 + 3{,}8015\, T - 0{,}10458\, T^2 + 0{,}003321\, T^3 - 0{,}00003219\, T^4$$

darstellen, wenn $T = t + 273{,}09$ gesetzt wird. Für den normalen Siedepunkt des Wasserstoffs ergiebt sich hiernach $T = 20{,}39^0$, während Kamerlingh Onnes und Keesom früher für diesen Punkt $T = 20{,}33^0$ fanden. Diese letztere Zahl ist auf $T = 20{,}35^0$ zu verbessern, wenn die Angaben des damals zu Grunde gelegten Wasserstoffthermometers in derselben Weise auf die thermodynamische Skala reduziert werden, wie jetzt die mit dem Heliumthermometer gemessenen Temperaturen. Zur Aufklärung der Differenz steht die Veröffentlichung neuer Beobachtungen bevor.

P. G. Cath und H. Kamerlingh Onnes, **Der Dampfdruck von Neon.** Leiden Communications Nr. 152b.

Die Daten über den Dampfdruck des Neons wurden vervollständigt, so daß nunmehr eine Reihe vorliegt, welche die Temperaturen von $t = -249$ bis -229 und die Drucke von $p = 0{,}43$ bis 26,0 Atm. umfaßt. Zur Interpolation dient die Gleichung $T \log p = -65{,}061 + 2{,}8191\, T + 0{,}01118\, T^2$, in der $T = t + 273{,}09$ gesetzt ist. — Es wird erwähnt, daß das Neon wahrscheinlich nicht völlig rein war.

Bemerkenswert ist eine Zusammenstellung der reduzierten Dampfdruckkurven von N_2, O_2, Ar, Ne, H_2 unter denen diejenige von Wasserstoff, vielleicht infolge von Quanteneffekten, stark von den übrigen Kurven abweicht.

P. G. Cath, H. Kamerlingh Onnes und J. M. Burgers, **Vergleich von Platin- und Gold-Widerstandsthermometern mit dem Heliumthermometer.** Leiden Communications Nr. 152c.

In dem mit gasförmigem Wasserstoff tiefer Temperatur beschickten Thermostaten werden 2 Platin- und 2 Goldwiderstandsthermometer verschiedener Temperaturkoeffizienten mit dem Heliumthermometer geeicht. Die Messungen werden auch oberhalb und unterhalb des Temperaturbereichs jenes Thermostaten ausgedehnt, so daß die Messungsreihen das Gebiet von 0 bis -255^0 umfassen. Leider ist bisher kein mathematischer Ausdruck bekannt, der in diesem ganzen Bereich den Widerstand als Funktion der Temperatur darstellt. Zwischen den absoluten Temperaturen 14,2 und $20{,}5^0$ erwies sich für ein Platinthermometer die Formel $10^5 w = 1059{,}5 - 86{,}70\, T + 4{,}111\, T^2$ für den Widerstand

w brauchbar. — Eingehend wird die Frage erörtert, wie sich die Widerstandsdifferenz Δw verschiedener Drähte desselben Metalles mit der Temperatur ändert. Während für gewisse Drahtsorten Δw bis herab zu Wasserstofftemperaturen als lineare Funktion von t darstellbar ist, tritt bei den hier untersuchten Platin- und Golddrähten unterhalb -200^0 eine starke Abweichung von diesem Verlauf ein. Für die beiden Platindrähte wurde die Beziehung $10^5 \Delta w = -1{,}400\, t - 0{,}35 \cdot 10^{t/100}$ giltig gefunden.

P. G. Cath, **Die Dampfdrucke von Sauerstoff und Stickstoff.** Leiden Communications Nr. 152d.

Der Sättigungsdruck des Sauerstoffs wurde zwischen den Temperaturen -183 und -210 (Druck $p = 1$ bis 0,013 Atm.) und der Sättigungsdruck des Stickstoffs zwischen -188 und -215^0 (Druck $p = 2{,}1$ bis 0,038 Atm.) gemessen. Die Temperatur wurde durch ein Heliumthermometer bestimmt. Die Beobachtungen sind durch die Gleichungen

$$\log p = -\frac{419{,}31}{T} + 5{,}2365 - 0{,}00648\, T \text{ für Sauerstoff und}$$

$$\log p = -\frac{334{,}64}{T} + 4{,}6969 - 0{,}00476\, T \text{ für Stickstoff}$$

darstellbar, wenn $T = t + 273{,}09$ gesetzt wird. Hiernach folgt für den normalen Siedepunkt des Sauerstoffs $t = -182{,}96$ und für den normalen Siedepunkt des Stickstoff $t = -195{,}78^0$. Für den Tripelpunkt des Stickstoffs ergab sich $t = -209{,}86^0$ und $p = 0{,}1269$ Atm.

W. H. Keesom und H. Kamerlingh Onnes, **Spezifische Wärme bei tiefer Temperatur.** Leiden Communications Nr. 153a.

Die spezifische Wärme von flüssigem Wasserstoff wurde zwischen 14,5 und 21,5° abs. in einem Kalorimeter gemessen, dessen Temperatur durch ein Konstantanthermometer bestimmt wurde. Die Atomwärme ergab sich in linearer Abhängigkeit von der Temperatur bei $T = 15^0$ zu $C = 1{,}7$ bei $T = 21^0$ zu $C = 2{,}3$. Es wurden auch einige Messungen der spezifischen Wärme des festen Wasserstoffs ausgeführt, für die jedoch die Angaben des Konstantanthermometers extrapoliert werden mußten. Die Schmelzwärme wurde zu etwa 15 cal/g ermittelt.

J. E. Verschaffelt, **Die Zähigkeit des flüssigen Wasserstoffs.** Leiden Communications Nr. 153b.

Nach der bereits früher (Leiden Communicat. Nr. 148) angegebenen Methode, die wesentlich auf der Beobachtung der Rotationsbewegung einer schweren Kugel beruht, wird der Reibungskoeffizient η des flüssigen Wasserstoffs aus dem logarithmischen Dekrement des schwingenden Systems zu $\eta = 0{,}000130$ (Genauigkeit 1%) bei $-252{,}7^0$ bestimmt. Einige in der gleichen Weise am gasförmigen Wasserstoff von -253^0 durchgeführte Beobachtungen lieferten für das Gas den vorläufigen Wert $\eta = 0{,}000010$.

J. P. Kuenen, **Der Diffusionskoeffizient der Gase und die Zähigkeit von Gasmischungen.** Leiden Communications. Supplement Nr. 38.

Nachdem Jeans versucht hatte, die Theorie von O. E. Meyer über die Gasdiffusion zu verbessern, wies Kuenen darauf hin, daß die Jeansschen Abänderungen auf mangelhafter Grundlage beruhen und gab seinerseits den Weg für eine einwandfreie Behandlung der Frage. Die gegenwärtige Mitteilung beschränkt sich darauf, einen Überlegungsfehler der früheren Entwicklung zu beseitigen.

W. H. Keesom, **Der zweite Virialkoeffizient für starre kugelförmige Moleküle.** Leiden Communications. Supplement Nr. 39.

Der zweite Virialkoeffizient (B) in der Zustandsgleichung $pv = A\left(1 + \frac{B}{v} + \frac{C}{v^2} + \ldots\right)$, den Keesom früher unter der Annahme berechnete, daß die Moleküle starre Kugeln sind, die in ihrem Innern einen elektrischen Dipol besitzen, wird nunmehr unter der neuen Voraussetzung abgeleitet, daß an Stelle des Dipols ein Quadrupol tritt, d. h. 2 positive und 2 negative Ladungen gleicher Größe. Für B ergiebt sich ein Ausdruck, der oberhalb der Inversionstemp. dem früher abgeleiteten nahe gleich ist und mit großer Annäherung durch $B = B_\infty \{1 - \frac{1}{3} A^{-2}\}$ dargestellt werden kann. In dieser Gleichung bedeutet B_∞ den Wert von B für ∞ hohe Temperatur, ferner A den Quotienten aus der absoluten Temperatur T und der Inversionstemperatur T_i des betreffenden Gases bei kleinen Drucken. Die im Leidener Institut ausgeführten Beobachtungen über die Isothermen von Wasserstoff zwischen $+100$ und -100^0 führen zu Werten von B, welche mit der Formel in guter Übereinstimmung stehen, wenn man $T_i = 194{,}5$ und $B_i = 0{,}000465$ setzt. Hieraus folgt mit der Theorie des Quadrupols der Radius des Wasserstoffmoleküls beim Inversionspunkt zu $\varrho = 2{,}32 \cdot 10^{-8}$ cm.

Die allgemeine Lösung liefert für B eine Gleichung der Form $B = B_\infty \left(1 + \frac{b_1}{T} + \frac{b_2}{T^2} + \frac{b_3}{T^3} + \ldots\right)$. Im Fall der Quadrublets ist $b_1 = 0$, während im Fall der Dublets außerdem auch b_3, b_5 usw. Null sind. Für absolute Temperaturen von der Ordnung $T = \frac{1}{2} T_i$ konvergiert die Reihe für B sehr langsam. Gemeinsam mit Miss C. van Leeuven hat der Autor für diesen Fall bis zu 14 Glieder der Entwicklung berechnet. Bei so tiefer Temperatur liegen die aus den Beobachtungen an Wasserstoff folgenden Werte von B zwischen den Ergebnissen der Dublet- und der Quadrublettheorie und stehen hier wie auch bei höheren Temperaturen mit den Clausius-Berthelotschen Zustandsgleichung in gutem Einklang.

Bengt Beckman, **Über den Halleffekt und die Widerstandsänderung im Magnetfeld.** Leiden Communications. Supplement Nr. 40.

Dieses 66 Seiten umfassende Heft enthält eine zusammenfassende Darstellung der umfangreichen Messungen, die der Autor im Leidener Physikalischen Laboratorium über den Halleffekt und die Änderung des elektrischen Widerstandes im transversalen Magnetfeld bei tiefer Temperatur (bis -253^0) ausgeführt hat. Sie wurden bereits einzeln in den Leiden Communications Nr. 129, 130 und 132 veröffentlicht. Die Beobachtungen des Halleffektes beziehen sich auf Gold, Silber, Kupfer, Palladium, Nickel, Gold-Silber-Legierungen, Tellur und Wismut; die Beobachtungen über die Widerstandsänderung auf Gold, Kupfer, Palladium, Quecksilber, Nickel, Eisen und Wismut. Die vorliegende Darstellung trägt bei vielfacher Berücksichtigung der einschlägigen Arbeiten anderer Autoren den Charakter einer Monographie. F. Henning.

Heyn, E. und Bauer, O., **Metallographie.** Kurze, gemeinfaßliche Darstellung der Lehre von den Metallen und ihren Legierungen, unter besonderer Berücksichtigung der Metallmikroskopie. Bd. I: Die Technik der Metallographie der einheitlichen Stoffe. (Sammlung Göschen.) 111 S., 62 Abb. i. T., 8 Lichtb. auf 4 Tfln. Bd. II: Die Metallographie der zusammengesetzten Stoffe, insbesondere Eisen und Kohlenstoff. 134 S., 40 Abb. i. T., 32 Lichtb. auf 16 Tfln. II, neubearb. Aufl. Vereinigung wissenschaftlicher Verleger, Walter de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig 1920. Preis je 4,20 M.

Als Einführung in das so interessante und wichtige Gebiet der Metallographie hatte sich schon die erste Auflage der beiden Verf., die als Autoritäten auf diesem Gebiete gelten, bewährt. Die neue Auflage ist, unter Berücksichtigung der inzwischen ausgeführten Forschungen, ergänzt und erweitert worden. Noch nicht mitaufgenommen werden konnte dabei das Ergebnis der Arbeit von Oberhoffer und Knipping (Stahl und Eisen **41** (1921), 253), wonach die Baumannsche Schwefelprobe (unter Benutzung von Bromsilberpapier) nur den Schwefel-, nicht dagegen auch

den Phosphorgehalt ergibt, so daß sie ebenso einwandfrei arbeitet wie die von Heyn angegebene. Demgemäß wäre das Urteil darüber (auf S. 58 des I. Bandes) in einer, sicherlich bald notwendigen Neuauflage zu berichtigen. Ein Wunsch sei noch für diese geäußert: vielleicht wäre es möglich unter Fortlassung einiger minder wichtiger Teile, das Zustandsdiagramm der Kupfer-Zink- und der Kupfer-Zinn-Legierungen eingehender zu erörtern, da ja gerade Messinge und Bronzen eine ausgedehnte technische Anwendung finden. Selbstverständlich hindert das nicht, die beiden Bändchen vorbehaltlos zu empfehlen. G. Berndt.

Planck, Max, **Vorlesungen über Thermodynamik.** Sechste Auflage. Vereinigung wissenschaftlicher Verleger, Berlin und Leipzig 1921. Preis gebunden 45,— M.

Die Behandlungsart der Thermodynamik, welche Verf. im Vorwort zur ersten Auflage des Buches 1897 als die fruchtbarsten bezeichnete, obwohl sie später einmal einer mechanischen oder elektromagnetischen Betrachtungsweise werde Platz machen müssen, geht hauptsächlich von den beiden Hauptsätzen der Wärmelehre, die sie als allgemeine Erfahrungstatsachen auffaßt, aus und leitet aus ihnen rein logisch die Thermodynamik der Physik und Chemie ab. Diese Methode hat auch in der Zwischenzeit ihre vorragende Bedeutung behalten, wie sich besonders wieder an dem Nernstschen Wärmetheorem gezeigt hat, das den zweiten Hauptsatz ergänzt und dem Planck in seinem Buche seit dem Erscheinen der dritten Auflage eine eingehende Würdigung zuteil werden läßt. Obwohl dies Theorem quantentheoretisch begründet werden kann, liegt seine Hauptbedeutung doch in den Folgerungen, die sich aus ihm, als einem Erfahrungssatz, rein logisch für viele Gebiete der Physik und Chemie ziehen lassen.

So dürfte das unvergleichliche Plancksche Buch auch für den technischen Physiker, der nicht in der Lage ist, sich in das noch ganz im Werden begriffene Gebiet der Molekularphysik und Quantentheorie zu versenken, besonders geeignet sein, um ihm eine strenge, klare und einwandfreie Ableitung der thermodynamischen Sätze besonders auf dem Gebiet der physikalischen Chemie zu geben.

Von den Ergänzungen, welche die neue Auflage bringt, sind zu betonen: Die von J. Ch. Ghosh (Kalkutta) aufgestellte Theorie für die Gefrierpunktsdepression starker Elektrolyte, die endlich die Abweichungen von Ostwalds Verdünnungsgesetz aufklärt und von Planck in eleganter Weise in seine Darstellnngsart eingefügt wird, sowie die Debyesche Zustandsgleichung fester Körper, die sowohl die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme als auch den Grüneisenschen Satz über die Beziehung zwischen Wärmeausdehnung und Wärmekapazität in sich enthält.

W. Meißner.

Michel, E., **Die Hörsamkeit großer Räume.** 84 Abb. i. T. u. auf 16 Tfln. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1921. Geb. 32,— M.

Hier findet der Praktiker zwar nicht alles, was er braucht, aber in großen Zügen, was man weiß. Eine gemeinverständliche, nicht nur für den Architekten lehrreiche, klare und preiswerte Darstellung des ebenso wichtigen wie vernachlässigten Gebietes der Raumakustik. Zunächst wird der Schallwellenverlauf in Räumen von rechteckigem und gekrümmtem Grundriß durch geometrische Konstruktion der direkten und reflektierten Wellenzüge veranschaulicht, wobei bekannte Bauwerke (Großes Schauspielhaus, Berlin u. a.) als Beispiele dienen. Die so gefundenen Gesetzmäßigkeiten erhalten durch eigene Versuche ihre experimentelle Bestätigung: Eine kleine, je nachdem rechteckig oder sonstwie begrenzte Wasserfläche wird an einer Stelle erregt; die so entstehenden Wellen und ihre Reflexionen werden in kurzen Zeitabschnitten in geeigneter Weise photographiert, so daß man an Hand der auf Tafeln beigegebenen Reproduktionen eine anschauliche Vorstellung des Ausbreitungsvorganges gewinnt. Alsdann wird der Einfluß von Säulen, Kuppeln, Wärmeströmungen sowie des Baumaterials dargetan. Es folgen eine Würdigung der in großen Räumen zu erwartenden Resonanz-, Interferenz-, Dämpfungs- und Nachhallerscheinungen sowie ein Abschnitt über Verbesserung schlechter Hörsamkeit. — Der Knoten harrt noch immer des Alexander. A. Kreichgauer.

Miyagi, O., **Researches on the Theory of the Action of Centrifugal Pump Impellers.** Bd. I, Nr. 1 aus „Technology Reports of the Tôhoku Imperial University". 100 S., 25 Abb. Verlag Maruzen Company, Tokio und Sendai 1920.

Die englisch geschriebene Studie leitet, vorwiegend in Anlehnung an deutsche Hydrauliker, die Gleichungen der radialen und tangentialen Seitenkräfte auf ein Wasserelement bei unendlicher Schaufelzahl ab, behandelt aber weiterhin das Pumpenrad nach der eindimensionalen Stromfadentheorie, unter besonderer Betonung der Beziehungen zwischen relativem und absolutem Wasserweg, der für die verschiedensten Annahmen entwickelt und bezüglich der hydraulischen Verhältnisse untersucht wird. Die Art, wie nachträglich die Wandreibung und der Weissbachsche Krümmerwiderstand, bezogen auf die Absolutbahn und Absolutgeschwindigkeit, eingeführt werden, widerspricht den physikalischen Vorgängen, so daß die darauf gegründete Berechnung der Laufradverluste und der günstigsten Schaufelzahl Bedenken begegnet. Die gesamten Ableitungen erstrecken sich nur auf das Laufrad; das eigentliche technische Problem, die Gesamtsumme der Verluste in Laufrad, Leitrad und Spirale zu einem Minimum zu machen, ist daher nicht behandelt, ebensowenig wie die zweidimensionalen Theorien, insbesondere die Zirkulationstheorie. Dem deutschen Leser bietet die Schrift daher vorwiegend Übungsbeispiele für die Anwendung des Coriolissatzes.

H. Föttinger.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Aus den Mitteilungen und Nachrichten der Deutschen Mathematiker-Vereinigung entnehmen wir folgendes:

1 Bekanntmachung betreffend die Ausbildung von Oberlehrern an den Preußischen Technischen Hochschulen.

Der vorgesetzte Herr Minister für Wissenschaft, Kunst und Volksbildung hat mittels Erlasses vom 30. Juni 1921 UIT Nr. 1652. 1. UT. UII. grundsätzlich genehmigt, daß

1. die Allgemeinen Abteilungen der Preußischen Technischen Hochschulen das Recht erhalten, für die Fachrichtung der Technischen Physik Diplomprüfungen abzuhalten und den Grad eines Diplomingenieurs zu verleihen;
2. daß die Preußischen Technischen Hochschulen für die Ausbildung der Lehrer mathematisch-naturwissenschaftlicher Fachrichtung an höheren Schulen den Universitäten gleichgestellt werden derart, daß bei der Bewerbung um die Lehrbefähigung in der Mathematik, der Physik und der Chemie das ordnungsmäßige Studium an einer Technischen Hochschule bei der Prüfung für das Lehramt an höheren Schulen voll angerechnet wird. Die erforderliche Abänderung der „Ordnung der Prüfung für das Lehramt an höheren Schulen" erfolgt durch besonderen Erlaß.

Im Anschluß daran will der Herr Minister den Diplomingenieuren, die sich besonders den wirtschaftlich-wissenschaftlichen Gebieten widmen, sowie den vorwiegend an einer Technischen Hochschule ausgebildeten Lehrern an höheren Schulen die Möglichkeit gewähren, auf Grund einer weiteren Prüfung, insbesondere auch in den Wirtschaftswissenschaften oder in Mathematik oder Naturwissenschaften zum Doktoringenieur zu promovieren.

Demgemäß hat er bestimmt, die Promotionsordnung derart abzuändern, daß § 1 Ziffer 2 und 3 folgende Fassung erhalten:

2. „Den Ausweis über die Erlangung des Grades eines Diplomingenieurs nach Maßgabe der Bestimmungen, welche das vorgeordnete Ministerium hierüber erlassen wird, oder über die Ablegung der Prüfung für das Lehramt an höheren Schulen sowie eine ausreichende Beschäftigung mit den technischen Wissenschaften während des Studiums an einer Technischen Hochschule."
3. „Die Einreichung einer in deutscher Sprache abgefaßten wissenschaftlichen Abhandlung (Dissertation), welche die Befähigung des Bewerbers zum selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten auf technischem Gebiete dartut. Dieselbe muß einem Zweige der Wissenschaften, für welchen eine Diplomprüfung an der Technischen Hochschule besteht, oder dem Gebiete der Wirtschaftswissenschaft oder der Mathematik oder Naturwissenschaft angehören."

Die Durchführung der Promotion in technischer Physik, in Wirtschaftswissenschaften, Mathematik oder Naturwissenschaften im Sinne der §§ 3—6 der Promotionsordnung wird regelmäßig Sache der Allgemeinen Abteilung sein, soweit nicht die Zuständigkeit einer Fachabteilung sich ergibt.

Der Herr Minister erwartet, daß die hohen Prüfungsanforderungen, auf deren Innehaltung sich bisher das Ansehen der Promotion zum Doktoringenieur gründete, auch auf diesen neuen Prüfungsgebieten in vollem Umfange zur Geltung kommen werden.

Charlottenburg, den 12. Juli 1921.

Der Rektor der Technischen Hochschule zu Berlin:
Rothe.

2. Gleichstellung der Technischen Hochschulen und Universitäten hinsichtlich der Ausbildung mathematischer und naturwissenschaftlicher Lehrer.

Der Preußische Minister für Wissenschaft, Kunst und Volksbildung hat unterm 5. Juli 1921 verfügt, daß die Preußischen Technischen Hochschulen für die Ausbildung der Lehrer mathematisch-naturwissenschaftlicher Fachrichtung an höheren Schulen den Universitäten gleichgestellt werden derart, daß bei der Bewerbung um die Lehrbefähigung in der Mathematik, der Physik und der Chemie das ordnungsmäßige Studium an einer Technischen Hochschule bei der Prüfung für das Lehramt an höheren Schulen voll angerechnet wird.

Dementsprechend werden folgende Änderungen in der Ordnung der Prüfung für das Lehramt an höheren Schulen vom 28. Juli 1917 nötig. § 5 Ziffer 3 lautet jetzt: Bei der Bewerbung um die Lehrbefähigung in der Mathematik, der Physik und der Chemie wird das ordnungsmäßige Studium an einer Technischen Hochschule dem Studium an einer Universität im Sinne der Bestimmungen unter Ziffer 1 gleichgerechnet.

§ 26 lautet: Angewandte Mathematik. Von den Kandidaten, welche die angewandte Mathematik als Zusatzfach wählen, ist außer der Lehrbefähigung in der Mathematik, mindestens als Nebenfach, zu fordern: Beherrschung der zeichnerischen, rechnerischen und instrumentellen Verfahren (darstellende Geometrie, graphisches und numerisches Rechnen, praktische Analysis, mathematische Instrumente, Ausgleichungsrechnung, Vektoranalysis), Vorlage von ausreichenden, selbst angefertigten Zeichnungen und Übungsblättern. Praktische, durch Teilnahme an Übungen in Laboratorien oder auf der Sternwarte oder im Gelände usw. und durch Vorlage bescheinigter Beobachtungsprotokolle nachgewiesene Betätigung in mindestens einem der folgenden Gebiete: 1. Astronomie, 2. Vermessungskunde, 3. Meteorologie und Geophysik, 4. angewandte Mechanik, 5. angewandte Physik, 6. Finanz-Mathematik, mathematische Statistik und Versicherungswesen, 7. technische Wissenschaften (z. B. Elektrotechnik oder Wärmetechnik oder Flugtechnik oder Statik der Baukonstruktionen oder dgl.). Der Kandidat kann unter den mit 1 bis 7 bezeichneten Gebieten frei wählen, soweit sie von den Mitgliedern des Prüfungsamtes, bei dem er sich zur Prüfung gemeldet, vertreten sind. Der geforderte Nachweis praktischer Tätigkeit ist in jedem Falle zu erbringen.[1])

[1]) Durch die vorstehenden Bestimmungen sind die Aumundschen Pläne und eines der von der Deutschen Gesellschaft für technische Physik angestrebten Ziele zur Verwirklichung gelangt. Anm. der Schriftleitung.

Personalnachrichten.

Aachen. Privatdozent an der Technischen Hochschule in Aachen Dr. Ludwig Hopf (Theoretische Physik mit Einschluß der physikalischen Mechanik) wurde die Dienstbezeichnung „außerordentlicher Professor" verliehen.

Göttingen. Die Deutsche Bunsengesellschaft verlieh die Bunsenmedaille Geh. Rat Prof. Dr. G. Tammann, Direktor des physikalisch-chemischen Universitätsinstituts in Göttigen.

Greifswald. A. o. Professor für theoretische Physik an der Greifswalder Universität Dr. Rudolf Seeliger wurde zum ordentlichen Professor ebenda ernannt.

Rostock. Privatdozent Prof. Dr. Otto Stern in Frankfurt a. M. erhielt einen Ruf als außerordentlicher Professor für theoretische Physik an die Universität Rostock als Nachfolger von Prof. R. Weber.

Wien. Als Privatdozenten wurden an der Universität Wien zugelassen: Dr. Fritz Hauer für Physik, Dr. Eduard Helly für Mathematik.

Wien. Prof. Dr. Hans Thirring hat den Ruf auf den Lehrstuhl der theoretischen Physik an der Universität Münster i. W. als Nachfolger Madelungs abgelehnt.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Bericht
über die zweite Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik
vom 18. bis 24. September 1921 in Jena.

Im Rahmen des deutschen Physikertages hielt unsere Gesellschaft ihre zweite Jahrestagung in Jena ab.

Diese Jahrestagung zeigte in sinnfälliger Weise die Entwicklung, den entschlossenen Willen zur Arbeit und die Harmonie unserer Gesellschaft. Die lebhafte Teilnahme an dem reichhaltigen Vortragsprogramm, die unermüdliche Aufmerksamkeit und rege Diskussion auch nach dem längsten Vortrag, bewies den Ernst der Auffassungen. Andererseits wurde die Tagung ihrem zweiten Hauptzweck, die Mitglieder einander näher zu bringen und in gegenseitiger Aussprache Fühlung und Rat zu pflegen, vollkommen gerecht. Für ihren harmonischen Verlauf aber zeugt das Fehlen jeglicher aggressiven Diskussion und das vollkommene Einvernehmen der Mitglieder in der kurzen Geschäftssitzung sowie zwischen Gesamtvorstand und Ortsgruppenvorständen in der engeren Geschäftssitzung.

Nicht zuletzt trug das prächtige Wetter, die Schönheit Jenas und die Fülle des Interessanten in der allgemeinen Ausstellung im Physikalisch-technischen Institut, den Sammlungen und Museen, sowie der Führungen bei den Firmen Zeiß und Schott das ihrige zu dem erfreulichen Verlauf bei.

In der geschäftlichen Sitzung begrüßte der 1. Vorsitzende Herrn Professor Aumund vom preußischen Ministerium für Volksbildung und dankte ihm für sein reges Interesse und seine Bemühungen zur Förderung der technischen Physik. Ferner begrüßte er Herrn Präsidenten Strecker und wies auf die Teilnahme des telegraphentechnischen Reichsamtes hin, das sich dankenswerterweise mit einer großen Zahl seiner Mitglieder nicht nur passiv, sondern auch aktiv durch Vorträge an der Tagung beteiligte.

Sodann brachte er folgende geschäftliche Mitteilungen:

1. Die Mitgliederzahl, die bei der vorigen Jahrestagung 475 betrug, beträgt einschließlich der Neuanmeldungen zurzeit 1050 und hat sich somit innerhalb eines Jahres mehr als verdoppelt. Von diesen Mitgliedern entfallen ca. 350 auf Groß-Berlin, die übrigen auf Deutschland und einige Ausländer; die Zahl der angeschlossenen Firmen und korporativen Mitglieder beträgt 67.

2. Sehr erfreulich war die Ausdehnung unserer Gesellschaft namentlich im Reich und die Festigung der Organisation der Gesellschaft durch Gründung von Ortsgruppen, nämlich Heidelberg-Ludwigshafen-Mannheim, gegründet am 28. Februar 1921, Leipzig, gegründet am 4. Juni 1921, Halle, gegründet am 23. Juni 1921, und Jena, gegründet am 2. Juni 1921.

Diese Ortsgruppen haben sich zum Teil recht schnell entwickelt und weisen eine starke Mitgliederzahl auf:

Hamburg	im Vorjahre	8	Mitglieder
	dieses Jahr	22	„
Halle		71	„
Jena		88	„
Leipzig		46	„
Kiel	im Vorjahre	48	„
	dieses Jahr	56	„
Heidelberg - Ludwigshafen - Mannheim		80	„

Leider haben wir auch einige Verluste zu vermerken, ein Teil der Mitglieder ist unbekannt verzogen, einige sind ausgeschieden und einige haben wir durch den Tod verloren. (Die Versammelten erheben sich zu Ehren der Verstorbenen von ihren Sitzen.)

Über die Finanzen unserer Gesellschaft ist leider nicht Günstiges zu berichten, da die hohen Kosten der Zeitschriften, ihre unerwartete Steigerung durch die Geldentwertung und die Zunahme ihres Umfanges, ein gewaltiges Loch in unsere Kasse gerissen haben. Der Vorsitzende richtet an alle Mitglieder, insbesondere auch an die Ortsgruppen die dringende Bitte, für Zuwendung von Stiftungen besorgt zu sein, damit unsere Arbeit nicht durch Mangel an Mitteln gehemmt wird. Er schließt mit dem Wunsch eines interessanten und harmonischen Verlaufes der Jahrestagung und reichen Nutzens für die Teilnehmer und die Techniker.

Der 2. Vorsitzende, Herr Dr. Mey, berichtet sodann über die Zeitschriften und die erfreuliche Zunahme der Abonnentenzahl, insbesondere der ausländischen Abonnenten, bei den Physikalischen Berichten, verweist aber auch auf die erhebliche Steigerung der Kosten und auf die Zunahme der zu referierenden Literatur, bei der ein Abflauen noch nicht bemerkbar ist, so daß eine Reduktion des Umfanges bisher nicht möglich war. Die Zunahme der damit verbundenen Ausgaben wird für das nächste Jahr eine Erhöhung der Mitgliedsbeiträge unvermeidlich machen.

Der 1. Vorsitzende ergänzt diese Mitteilungen durch den Hinweis auf die neue Rubrik in der Zeitschrift für technische Physik unter der Überschrift „Mitteilungen aus Technik und Industrie“, die nicht Originalarbeiten, sondern allgemein interessierende Mitteilungen, insbesondere über Instrumente, Laboratoriumseinrichtungen und Meßverfahren bringen wird, und bittet um Unterstützung durch entsprechende Zuschriften.

In der Schlußsitzung nimmt der Vorsitzende Veranlassung, der Katastrophe von Oppau zu gedenken, die durch eine Verkettung unglücklicher Zufälle ein so großes Ausmaß genommen hat, wie es in der deutschen Technik selten ist, und die in kurzer Zeit Hunderte von Menschenleben und eine blühende, für unsere Volkswirtschaft wichtige Produktionsstätte vernichtet hat. Ein Beileidstelegramm wurde an die Stadt Ludwigshafen und an die Badische Anilin- und Sodafabrik aufgegeben, sowie mitgeteilt, daß der zu erwartende Überschuß des Physikertages, durch Sammlungen noch vermehrt, den Hinterbliebenen der Opfer der Katastrophe zugeführt werden soll.

Ferner dankte der Vorsitzende den Firmen Zeiß und Schott für die Führungen durch ihre Werke, die den Teilnehmern Einblick in die blühende optische Industrie, die auch heute noch vom Geiste Abbes getragen wird, gab.

Alle Teilnehmer werden noch lange an die schönen Tage in Jena zurückdenken. Dr. G.

Wir machen nochmals darauf aufmerksam, daß eine Reihe von Mitgliedern ihre Beiträge noch nicht gezahlt haben. Wir bitten nunmehr die rückständigen Beiträge schnellstens auf das Konto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Dresdner Bank, Wechselstube K II, Berlin-Friedenau, Südwestkorso 77, oder auf Postscheckkonto Nr. 25073, Dresdner Bank, Wechselstube K II einzuzahlen.

Die bis 1. November 1921 nicht eingegangenen Beiträge werden satzungsgemäß durch Postauftrag eingezogen.

Der Beitrag beträgt für die in Berlin und im Bereich der Groß-Berliner Vorortbahnen wohnenden Mitglieder Mk. 30,—, für die auswärtigen Mitglieder Mk. 20,—, für Firmen, Korporationen, Institute Mk. 100,—. Die Mitglieder erhalten die Einladungen zu den Vortragsabenden sowie die Zeitschrift frei und können die Physikalischen Berichte zum Vorzugspreise von Mk. 80,— pro Jahr beziehen. (In Nr. 6 ist der Bezugspreis irrtümlich mit 50.— Mk. für unsere Mitglieder angegeben.)

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen;

Seitens des Herrn Walter Birnbaum, Göttingen:
Herr Studienassessor Dr. Alfred Winkler, Zittau in Sachs., Schillerstraße 6.

Seitens des Herrn Dr. Edler, Jena:
Herr Obering. Regerbis, Hermsdorf S.-A., Porzellanfabrik, Hermsdorf S.-A.

Seitens des Herrn Dr. H. Erfle, Jena:
Herr Dr. Karl T. Fischer, Prof. für Physik an der Techn. Hochschule, München-Solln, Albrecht Dürerstraße 1.

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
Herr Dr. Erich F. Huth, Berlin W., Landshuterstr. 9.
Herr Dr. Erich Merkel, Elberfelder Farbenfabriken, Elberfeld.
Herr Prof. Dr. Edgar Meyer, Zürich, Raemistraße 69.
Herr Ing. Ivo Swartte, Berlin-Lichterfelde, Steglitzerstraße 42, i. Fa. C. P. Goerz A.-G.
Herr Egon Trepches, Dipl.-Ing., Târgu Mures, Maros Vásárhely, Str., Avran Jancu (Rákózi-utca) 6.

Seitens des Herrn Prof. Dr. H. Gerdien, Berlin:
Herr Dr. Willy Wolff, Berlin W. 35, Steglitzerstraße 89 (Siemens & Halske).

Seitens des Herrn Dr. L. C. Glaser, Würzburg:
Herr Martini, Geschäftsführer der Firma Carl Zeiß, Filiale Hamburg, Rathausmarkt 8.

Seitens des Herrn Dr. Hartmann, Duisburg:
Herr Martin Knauer, Düsseldorf, Liebigstraße 24.

Seitens des Herrn Dir. Dr. Z. von Hirschberg, Pankow:
Herr Dr. L. Löwenstein, Berlin-Lichterfelde, Karlstraße 80.

Seitens des Herrn Dr. E. Hochheim, Heidelberg:
Herr Geh. Hofrat Prof. Dr. A. Bernthsen, Heidelberg, Kronprinzenstraße 12.
Herr Direktor R. Bingel, Mannheim, Q. 7, 23.
Herr Dipl.-Ing. M. Datl, Mannheim, Brown Boveri, O. 4, 8.
Herr Dr. Ellinger, Heidelberg, Mozartstraße 7.
Herr Dr. Willy Euler, Worms, Westendstraße 27.
Herr Dipl.-Ing. Heinz, Mannheim, Haydnstraße 3.

Herr Reg.-Baumeister a. D. Kalbfus, Landau, Ostring 5 I.
Herr Dipl.-Ing. Lebram, Mannheim, Werderplatz 1.
Herr Fabrikant Friedr. Lux, Ludwigshafen a. Rh.
Herr Prof. K. Reinig, Heidelberg, Hainsbachweg 3.
Herr Dipl.-Ing. L. Roebel, Mannheim, Augusta Anlage 15.
Herr Ing. Karl Schlosser, Ludwigshafen a. Rh, Wernerstraße 16.
Herr stud. chem. W. Seidel, Heidelberg, Plöck 55.
Herr stud. chem. O. Trautz, Heidelberg, Untere Neckarstraße 32.
Herr Dr. Otto Treitel, Lehramtspraktikant, Heidelberg, Brückenkopfstraße 11.
Herr Dr. Ernst Wilkens, Weinheim, Hauptstraße 63.
Herr stud. math. Wilh. Zimmermann, Heidelberg, Uferstraße 8a.

Seitens des Herrn Dr. W. Hort, Charlottenburg:
Firma Janke & Kunkel, Fabrik wissenschaftlicher Apparate, Köln.
Herr Prof. Dr. H. Trommsdorff, Göttingen, Am weißen Stein 21.
Herr Prof. Dr. J. Weiss, Freiburg i. Br., Zähringerstraße 41 III.

Seitens des Herrn E. Krebs, Würzburg:
Herr Studienassessor E. Krebs, Augsburg, Lessingstraße 39.

Seitens des Herrn Ing. K. Loss, Ludwigshafen a. Rh.:
Herr Dipl.-Ing. Kurt Fleischmann, Mannheim-Freudenheim, Schwanenstraße 36.
Herr Obering. Herrmann Kraatz, Mannheim, Max Josefstraße.
Herr Dipl.-Ing. Kurt Lanzmann, Mannheim, Tullastraße 19 II.
Herr Dipl.-Ing. K. Meyer, Karlsruhe, Klauprechtstraße 8.
Herr Obering. Alfred Wichert, Mannheim, Rheinaustraße 19.

Seitens des Herrn Dr. R. Lübke, Bremen:
Herr Dr. H. Putscher, Bremen, Bürgermeister Schmidtstraße 7.

Seitens des Herrn Dr. A. Meyer, Charlottenburg:
Herr Heinrich Goldschmidt, Berlin-Wilmersdorf, Gieselerstraße 23.

Seitens des Herrn Dr.-Ing. M. Moeller, Berlin:
Herr Dipl.-Ing. Flier, Charlottenburg, Hölderlinstr. 11 (Siemens & Halske).
Herr Dr. H. Kafka, Charlottenburg, Fredericiastr. 34 (Siemens & Halske).

Seitens des Herrn Dr. Arthur Partzsch, Karlshorst:
Herr Prof. Dr. J. Koppel, Bergmann-Elektrizitäts-Werke, Berlin-Pankow, Wollankstraße 75/76.

Seitens des Herrn O. Richter, Kiel:
Herr Dr. phil. Späht, Kiel, Gerhardstraße 97.

Seitens des Herrn Prof. Dr. R. Rinkel, Köln:
Herr Dr. Schneider, Assistent, Köln, Neußerstr. 16.

Seitens des Herrn Dr. Ritter, Stuttgart:
Herr Studienassessor F. Klein, Bremen, Viktoriastr. 35.

Seitens des Herrn Dr. Hans Salinger, Berlin W. 30:
Herr Dr.-Ing. Hans Carsten, Berlin W., Kurfürstenstraße 58.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Schumann, Jena:
Herr Fabrikbesitzer Dr. O. Greiner, Oberkotzau bei Hof.
Herr Karl Schachtschabel, stud. phys., Jena-Ost, Bürgelschestraße 3.

Seitens des Herrn cand. phys. Franz Simon, Wilmersdorf:
Herr stud. phil. F. Lange, Friedrichshagen b. Berlin, Waldstraße 19.

Seitens des Herrn R. Swinne, Berlin-Friedenau:
Herr Prof. Dr. phil. et chem. Johannes Plotnikow, Direktor des physik.-chem. Instituts an der Kgl. technischen Hochschule zu Agram, Jugoslavien.

Seitens des Herrn Prof. Thuma, Prag I:
Herr Prof. Dr. F. Niethammer, Prag, Deutsche technische Hochschule.
Herr G. Prantl, Assistent am physikal. Institut der Deutschen technischen Hochschule in Prag.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dipl.-Ing. Eppen, Berlin-Schöneberg, jetzt Berlin-Charlottenburg I, Wilmersdorferstraße 152 III l.
Herr Dr. Glaser, früher Berlin, jetzt Würzburg, Physik. Inst. der Universität.
Herr Heinz Heinert, cand. phys., Jena, Lutherstraße, jetzt Jena, Jahnstraße 14.
Herr G. Heisen, früher Marburg, jetzt Gießen, Alicenstraße 11 I.
Herr Dr Max Kirn, Berlin-Oberschönweide, jetzt Berlin-Halensee, Hobrechtstraße 14, bei Fr. Singer.
Herr Prof. Dr. W. Kossel, früher München, jetzt Kiel, Feldstraße 134 IV.
Herr Erhard Krebs, Augsburg, jetzt Würzburg, Brombachergasse 2 I.
Herr Prof. Dr. E. Krüger, früher Danzig, jetzt Greifswald, Domstraße 10.
Herr Dr. Albert Lotz, Berlin W. 15, jetzt Berlin-Halensee, Nestorstraße 8/9.
Herr Otto Meisser, cand. phys., früher Jena, jetzt Weimar, Falkstraße 41.
Herr Obering. R. Moeller, Kiel, Düsternbrookerweg 31, jetzt Bonn a. Rh., Ganggolfstraße 6.
Herr Dr. Otto Reinkober, früher Danzig, jetzt Greifswald, Physik. Inst. der Universität.
Herr Dipl.-Ing. Friedrich Schlätzer, jetzt Fürstenwalde a. Spree, Gartenstraße 20 III l.
Herr Dr. G. Schweikert, Berlin-Charlottenburg, jetzt Berlin-Schöneberg, Hauptstraße 139 II, bei Danert.
Herr Albert Schwenk, jetzt Mannheim, Rennershofstraße 27.
Herr Dr. Timme, jetzt Berlin-Charlottenburg, Philippistraße 13.
Herr E. Wellmann, Obering., früher Siemensstadt, in Firma Siemens & Halske, jetzt Hannover, Hackethal-Draht- und Kabelwerke A.-G.
Herr Dipl.-Ing. F. Ziegler, Leipzig-Lindenau, jetzt Leipzig-Schleußig, Könneritzstraße 2.

Berichtigung.

Herr Dr. R. Dieterle, Stuttgart, ist aus der Mitgliederliste zu streichen, da irrtümlich zweimal im Mitgliederverzeichnis aufgeführt.
Herr Werner Friedrichs, Physiker (nicht Fr. Werner), Würzburg, Maistraße 4.
Herr Carl Todleben (nicht Dr. Carl Todleben), Wilmersdorf.

Ausgeschieden.

Herr Stadtbaumeister Schröder, Kiel, Goethestraße 20,
Herr Direktor Zetzmann, Bremen, A.-G. Weser,
sind aus der Mitgliederliste zu streichen.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1921 — Zweiter Jahrgang — Nr. 11

INHALT:

Telegraphen- und Fernsprechtechnik
auf der Deutschen Physikertagung in Jena.

Zur Eröffnung der ersten Fachsitzung der technischen Physik.

Von K. Strecker.

Meine Damen und Herren! Ich danke Ihnen für das Zutrauen, das Sie mir durch die Wahl zum Vorsitzenden beweisen, und eröffne die Sitzung.

Da Sie mir die Gelegenheit geben, zu Ihnen zu sprechen, möchte ich mir eine Bemerkung zu einer allgemeinen Frage erlauben, die eben zur Entscheidung steht, die Frage, ob wir uns technische Physiker nennen sollen. Die Frage ist gestern in einer Sitzung der Fachgemeinschaft der Hochschullehrer der Physik behandelt und dort in dem Sinne gelöst worden, daß es nur Physiker, keine technischen und keine reinen Physiker geben dürfe, eine Lösung, die ich aufs wärmste begrüße. Denn jeder Zusatz, jede Unterscheidung führt zu einer Trennung, auch ohne daß wir es wollen. Die Außenstehenden sehen das unterscheidende Wort und sie trennen uns voneinander.

Scheidewände aber haben wir in Deutschland genug, wagrechte und senkrechte, solche die durch Haß und Mißtrauen entstanden sind, und solche, die nur kleiner Eifersüchtelei entspringen. Wir müssen sie alle abbauen und wieder einig werden. Wir müssen das Einigende für große Gemeinschaften suchen und die Zersplitterungen bekämpfen. Wir müssen auch jeder Einzelne die Scheuklapppen ablegen, die eine zu weit getriebene Beschränkung auf das Fachgebiet uns angewöhnt hat.

Wir sind nicht nur Physiker, sondern auch Techniker, und wir haben als Techniker bestimmte Pflichten gegen uns selbst und gegen die Allgemeinheit. Sie wissen, welche große Bedeutung die Technik in unserer Volkswirtschaft hat, wie die Hoffnung unseres Volkes auf eine bessere Zukunft von der Technik die erlösende Arbeit, die Schaffung neuer Werte erwartet; Sie wissen auch, wie wenig die Stellung des Technikers im öffentlichen Leben, seine Wertschätzung in anderen Kreisen des Volkes befriedigt hat. Hier rufen uns ernste Pflichten; wir sind es nicht nur uns selbst schuldig, für unseren Stand als Techniker uns einzusetzen, nein, es ist auch vaterländische Pflicht, der Technik und dem Techniker die Möglichkeit und die Fähigkeit — meine Damen und Herren! beides — zu verschaffen, zum Besten des Vaterlandes zu wirken. Viele von Ihnen sind wohl, gleich mir, Mitglieder des Reichsbundes Deutscher Technik, der sich diese Aufgabe gestellt hat und stetig an ihr arbeitet. Helfen Sie alle zum Erfolge!

Meine Damen und Herren! Sie erwarten von mir einige Worte über das Telegraphentechnische Reichsamt, das vor kurzem begründet worden ist, und das mit einer größeren Zahl seiner Beamten an dieser Tagung teilnimmt. Dieses neue Amt ist entstanden aus dem Bedürfnis, die zentralen technischen Behörden, die bisher als Anhängsel und Bureaus des Reichspostministeriums vorhanden waren, das Telegraphenversuchsamt und das Telegraphenapparatamt, die schon lange bestanden, und das Funkbetriebsamt und das Fernsprechlinienbureau, die neuen Datums sind, sowie Teile von älteren Bureaus des Ministeriums zu vereinigen, um die Gemeinsamkeit ihrer Arbeit zu fördern und damit zugleich ihre Leistungsfähigkeit zu erhöhen. Es ist dadurch eine Behörde entstanden, welche sowohl Forschungs- und Entwicklungsarbeit, wie auch ausführende Ingenieurarbeit leistet, und welche die für den Betrieb der Reichspost- und Telegraphenverwaltung erforderlichen Apparate, Stromquellen und Leitungen beschafft.

Das Telegraphentechnische Reichsamt umfaßt acht Abteilungen, außer einer kleineren, der inneren

Verwaltung und einigen allgemeinen Aufgaben dienenden sieben wissenschaftliche und technische Abteilungen. Die Abteilung II, Versuche, hat im wesentlichen die Forschungsarbeit für alle anderen zu leisten; indes kann sie dabei nicht stehen bleiben, sondern es muß oft der Beamte seine eigenen Forschungen im Betriebe fortsetzen, ihre Ergebnisse für den Betrieb auswerten, wenigstens so lange, bis er sie mit Vertrauen in andere Hände überleiten kann. Die Abteilung bearbeitet ferner die Beleuchtungsfragen, die in dem großen Betriebe eine sehr bedeutende Rolle spielen, die maschinentechnischen und chemischen Fragen. Die Abteilung III, Fernlinien, hat die Aufgabe, die oberirdischen Fernsprechleitungen, die bisher nicht mit der erforderlichen Rücksicht auf die gegenseitige Induktion gebaut worden sind und sich daher zu mehrfacher Benutzung nicht durchweg eignen, umzugruppieren und beim Bau neuer Leitungen von vornherein für richtige Führung zu sorgen; sie gibt den Oberpostdirektionen die für den Mehrfachbetrieb erforderlichen Schaltungen und Betriebsmittel nach Lage der Einzelfälle an. Die Abteilung IV bearbeitet das Funkwesen, hauptsächlich den Betrieb der drahtlosen Telegraphie; sie hat die zahlreichen neuen Betriebseinrichtungen auf den Telegraphenämtern und die zugehörigen Antennen (auch bei den Beziehern drahtloser Nachricht) zu erbauen, Apparate zu beschaffen, den Betrieb einzurichten und zu überwachen; sie hat ferner neue Apparate und Betriebsweisen zu erproben, zu verbessern und im Bedarfsfalle selbst zu entwerfen. Die zum Funkwesen gehörenden wissenschaftlichen Untersuchungen fallen planmäßig der Abteilung II zu, praktische Versuche, Erprobungen und dergl. zur Abteilung IV, aber es ist nicht immer möglich, die Trennung streng durchzuführen. Die Abteilung V beschäftigt sich mit dem Apparatbau; sie entwickelt die Apparatformen und die Schaltungen und bearbeitet die Pläne für den Bau der Telegraphen- und Fernsprechämter. Die Abteilung VI, Linienbau, setzt die Regeln und Vorschriften für den Bau der Telegraphen- und Fernsprechleitungen, Freileitungen und versenkte Leitungen fest, entwirft und erprobt neue Bauweisen und prüft die Pläne für die Neu- und Erweiterungsbauten; die Ausführung der Leitungsbauten ruht in den Händen der Oberpostdirektionen. Die Abteilungen VII und VIII dienen ausschließlich der Beschaffung; sie haben die große Menge der Apparate (VII) und des Telegraphenbauzeugs (VIII) zu beschaffen und für gute Beschaffenheit und angemessenen Preis zu sorgen; die alljährlichen Beschaffungen betragen viele Hundertmillionen Mark. Die Apparate werden im allgemeinen auf Vorrat beschafft und auf Lager genommen, nur die größeren Amtseinrichtungen werden gleich von der Fabrik aus an den Bestimmungsort geleitet. Für das Bauzeug dagegen werden im allgemeinen nur die Bezugsquellen ermittelt und Lieferverträge abgeschlossen; den Oberpostdirektionen wird es überlassen, ihren Bedarf bei den vom Telegraphentechnischen Reichsamt ermittelten Lieferern zu decken.

Neuerdings ist zu den telegraphentechnischen Aufgaben noch eine posttechnische gekommen, die Beschaffung von Bedarfsgegenständen des Postbetriebs, z. B. Papier, Tinte, Bindfaden, Stempelmaschinen, Rechen- und Schreibmaschinen, Möbel usw. Die zentrale Beschaffung dieser Gegenstände, die von der Ermittlung der an die Gegenstände zu stellenden Anforderungen und der für sie zu bewilligenden Preise, sowie von sorgfältiger Prüfung der Lieferungen begleitet sein muß, und die etwa in derselben Weise wie beim Telegraphenbauzeug gedacht ist, wird erhebliche Vorteile beim Einkauf bieten.

Eine der wichtigsten Aufgaben des Telegraphentechnischen Reichsamts ist noch zu erwähnen: die Leitung und Überwachung des gesamten telegraphentechnischen Bildungswesens, die technische Vor- und Ausbildung der Beamten des höheren, mittleren und unteren Dienstes.

Die Hauptaufgabe des Amtes ist, den Betrieb zu verbessern, ihn wirtschaftlicher gestalten, Ersparnisse zu erzielen. Das ist eine sehr umfangreiche Aufgabe, aber sie bietet lohnende Möglichkeiten. Einige Beispiele werden es klar machen. Es besteht ein Plan, das Fernsprechkabelnetz zu erweitern, von dem Sie nachher noch hören werden; es sollen mehrere tausend Kilometer Kabel mit etwa 100 Doppeladern verlegt werden, ein Plan, dessen Ausführung viele Milliarden kosten wird, der aber ausgeführt werden muß. Wenn wir das Kabelmuster, das vor dem Kriege für den ersten Teil des Kabelnetzes verwendet wurde, durch ein Muster ersetzen, das nach dem neuesten Stande unserer Wissenschaft gebaut wird, so ersparen wir etwa 6 Milliarden Mark. Unsere oberirdischen Fernsprechlinien sind zurzeit nicht mit der heute wünschenswerten Rücksicht auf Induktionsfreiheit gebaut worden; sie lassen sich nicht in ausreichendem Maße zu Mehrfachbetrieb verwenden. Wir sind nun, wie bereits bemerkt, dabei, sie umzugruppieren, d. h. die Leitungen bleiben an ihrer Stelle, aber sie werden in Teilstrecken zerlegt und diese so untereinander verbunden, daß jede Leitung ihren Platz am Gestänge nach bestimmten Regeln beständig wechselt. Im Jahre 1920 haben die Kosten für diese Arbeiten drei Millionen betragen; es sind dadurch neue Verbindungen (durch Schaltung zum Mehrfachbetrieb) geschaffen worden, deren Neubau etwa 70 Millionen Mark gekostet haben würde. Diese großen Ersparnisse sind dadurch möglich, daß es sich bei dem großen Betriebe der Reichspostverwaltung stets um sehr große Mengen handelt; dies aber macht auch die höchste Sorg-

falt bei Auswahl und Beschaffung der Betriebsmittel nötig und lohnend.

Die Arbeit des Telegraphentechnischen Reichsamts dient der technischen Entwicklung der Telegraphie. Das Amt hat einerseits die Entscheidungen des Reichspostministeriums in wissenschaftlicher und technischer Hinsicht vorzubereiten und sich an der Ausführung der Entscheidungen zu beteiligen, andererseits die Oberpostdirektionen in technischen Angelegenheiten zu beraten. Es gehören ihm 90 höhere Beamte und zurzeit 24 wissenschaftliche Hilfsarbeiter (größtenteils promovierte Physiker, Diplomingenieure und Doktoringenieure) an, außerdem mittlere und untere Beamte und Angestellte, zahlreiche Arbeiter usw., im ganzen über 900 Köpfe an. Ein gemeinsames Gebäude für dieses große Amt fehlt leider noch; seine Teile sind in der Hauptsache da untergebracht, wo sie vor der Begründung des Amtes ihren Sitz hatten; daher sind sie über ganz Berlin an etwa zehn Stellen zerstreut.

Mehrere Beamte und wissenschaftliche Hilfsarbeiter des Telegraphentechnischen Reichsamts werden heute und morgen über ihre Arbeiten hier vortragen und Zeugnis ablegen von dem ernsten wissenschaftlichen Geist, der bei uns herrscht.

Die Entwicklung des Fernsprechfernkabelnetzes in Deutschland.

Von K. Dohmen.

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

Die Unzulänglichkeit der oberirdischen Fernsprechleitungen in Hinsicht auf ihre Betriebssicherheit und die ständig wachsenden Schwierigkeiten, die erforderlichen Leitungen an den Landlinien unterzubringen, veranlaßten schon vor Beginn des Krieges die Reichstelegraphenverwaltung, zunächst auf der verkehrswichtigen Strecke Berlin—Köln die Herstellung eines unterirdischen Fernkabels in Angriff zu nehmen. Eine Reihe technischer Fragen mußte geklärt werden, bevor mit der Ausführung begonnen werden konnte. Die erforderlichen Vorarbeiten wurden gemeinsam mit der Firma Siemens & Halske ausgeführt, die als Inhaberin der Pupinpatente für die Kabellegung vorläufig allein in Frage kam. Das Ziel war, für die Verbindung Berlin—Köln ein Kabel mit so geringer Dämpfung herzustellen, daß zwischen den an beiden Enden anzuschaltenden Teilnehmern eine befriedigende Verständigung erreicht wird. Hierzu bedurfte es nicht nur eines genügend starken Querschnittes der Kupferleiter mit entsprechender Spulenbelastung, sondern es mußten auch die eine wesentliche Rolle spielenden dielektrischen Verluste nach Möglichkeit vermindert werden. Letzterer Umstand stellte die Kabeltechnik vor eine besondere Aufgabe. Zur besseren Ausnutzung der Kabel mußte ferner die Möglichkeit vorhanden sein, aus zwei Stammleitungen einen dritten Sprechkreis zu bilden, d. h. je zwei Doppelleitungen in der sogenannten Viererschaltung zu betreiben. Die Beseitigung dieser Schwierigkeit gelang Dr. Ebeling, indem er besondere Spulen derart in die Doppelleitungen einschaltete, daß sie den Viererstromkreis mit Induktivität belasten, dagegen für den Stammleitungsbetrieb unwirksam sind. Die Durcharbeitung und Ausgestaltung geeigneter Spulen ist das Ergebnis langjähriger Arbeiten der Firma Siemens & Halske. Nicht unerwähnt dürfen die Schwierigkeiten bleiben, die zu überwinden waren, um das Nebensprechen, d. h. das Übersprechen von Stammleitung auf Stammleitung desselben Vierers und das Mitsprechen von Stammleitung auf Viererleitung durch geeignete Verseilung nach Möglichkeit zu vermindern. Eine weitere Verminderung des Nebensprechens wird dadurch erzielt, daß die Differenzkapazitäten, die die Ursache des Nebensprechens sind, durch Kreuzung der Doppelleitung und Vierer auf der Strecke ausgeglichen werden. Vorteilhafter erscheint es jedoch, die Kapazitätsdifferenzen durch Zuschaltung von Kondensatoren an den Spulenpunkten auszugleichen. Bei dem Ausbau des deutschen Fernkabelnetzes wird von dieser letzteren Maßnahme Gebrauch gemacht werden.

Um die rund 600 km lange Strecke Berlin—Köln zu überbrücken, sind 3 mm starke Kupferleitungen erforderlich, die in Abständen von 1,7 km mit Spulen von 0,15 H Induktivität ausgerüstet sind. Hierbei ergibt sich eine Gesamtdämpfung von etwa $\beta l = 2{,}0$. Für den näheren Verkehr sind 2 mm starke Kupferleiter vorhanden, die in gleichen Abständen, jedoch mit Spulen von 0,24 H Induktivität ausgerüstet sind. Die Reichweite dieser Leitungen beträgt bei einer Dämpfung von $\beta l = 2$ rund 400 km. Von der Viererpupinisierung mußte zunächst noch Abstand genommen werden; sie wird jedoch demnächst ausgeführt werden. Die Zahl der Leitungen wird dadurch bedingt, daß der Durchmesser des Kabels nicht über 80 mm betragen darf, um das Einziehen der Kabel in den Zementkanal mit Öffnungen von 100 mm lichter Weite zu ermöglichen. Zur Vermeidung der Aufgrabungen bei Auslegung weiterer Kabel war nämlich auf der ganzen Linie Berlin—Köln ein Zementkanal mit 4 Öffnungen hergestellt worden. Das erste Versuchskabel erhielt bei einem Kabeldurchmesser von 71 mm über Blei 28 2 mm starke Doppeladern und 24 Doppeladern mit 3 mm starkem Durchmesser. Je zwei Doppeladern sind zu einem Vierer verseilt. Aus den 52 Stammleitungen lassen sich 26 Vierer bilden, so daß auf der Strecke Berlin — Hannover 78 Sprechkreise zur Verfügung stehen (Fig. 1). Die Isolation der einzel-

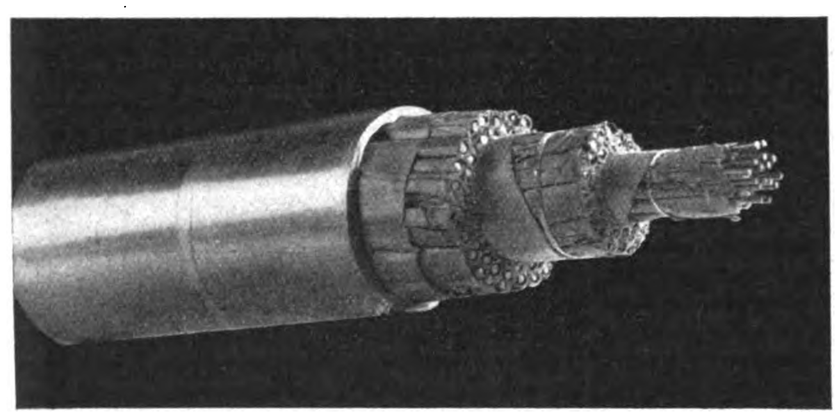


Fig. 1. Fernkabel Berlin—Hannover.

nen Adern wird durch einen in der Längsrichtung umgelegten Papierstreifen gebildet. Die Fernkabel sind also sogenannte Papierluftraumkabel.

Ende 1912 konnte die 151 km lange Strecke Berlin—Magdeburg dem Betrieb übergeben werden; im Herbst 1914 wurde auch die 148 km lange Strecke Magdeburg—Hannover fertiggestellt. Während des Krieges mußten die Arbeiten aus Mangel an Rohstoffen usw. eingestellt werden.

Die Betriebserfahrungen waren so günstig, daß die begonnene Fernkabellinie nicht unvollendet bleiben durfte. Hätte nicht schon vor dem Krieg die Notwendigkeit bestanden, die Fernsprechleitungen zwischen den großen Verkehrsknotenpunkten unterirdisch zu führen, so würde die Notlage, in die das Reich und der gesamte Handel geraten sind, gebieterisch diese Forderungen gestellt haben. Es galt nicht nur, den Handel kräftig zu beleben, indem ihm schnelle Absatzwege für den Sprechverkehr zur Verfügung gestellt werden, sondern es mußten auch für das Reich die Einnahmequellen vergrößert werden, damit es seine Verpflichtungen nach außen und nach innen erfüllen kann. Hierzu ist die planmäßige Herstellung eines unterirdischen Fernsprechkabelnetzes unerläßlich.

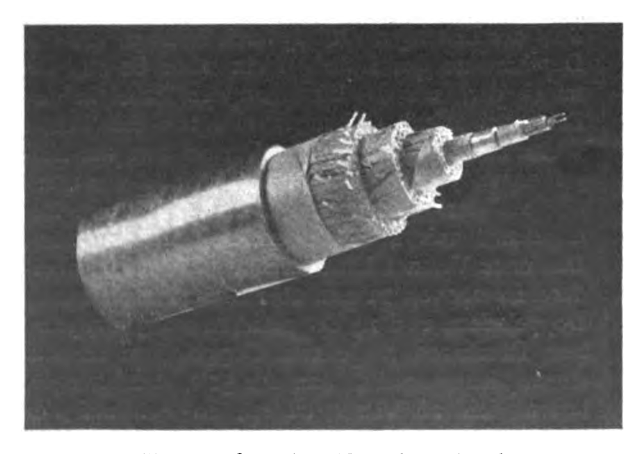


Fig. 2. 98-paariges Normal-Fernkabel.

Nach Beseitigung vieler Schwierigkeiten, die durch den Übergang zur Friedenswirtschaft entstanden waren, konnte Anfang 1920 mit dem Bau zur Weiterführung des Fernkabels von Hannover nach dem Rhein begonnen werden. Der Aufbau des Kabels erfuhr hierbei einige Änderungen. Um in Störungsfällen nach Möglichkeit eine betriebsfähige Meßleitung zu haben und gleichzeitig Leitungen für den Telegraphenbetrieb zu schaffen, erhielt die neue Kabelform einen mit Blei umpreßten Kern mit 7 Doppelleitungen aus 1,5 mm starken Drähten. 34 Doppeladern aus 2 mm und 30 Doppeladern aus 3 mm starken Leitern umgeben in drei Lagen den Kern. Einige Doppeladern sind versuchsweise aus Aluminium hergestellt, im übrigen ist Kupfer verwendet worden. Die 10 in der ersten Lage befindlichen Doppelleitungen sind nicht in Viererverseilung ausgeführt, weil ihre Weiterführung auf der Strecke Hannover—Berlin wegen der dort vorhandenen geringeren Zahl von Sprechkreisen nicht möglich ist. Die neue Kabelform enthält nämlich 71 Doppeladern und 27 Vierer, im ganzen also 98 Sprechkreise gegen 78 Sprechkreise auf der Strecke Berlin—Hannover. Trotz der größeren Leiterzahl konnte der Kabeldurchmesser mit 80 mm über Blei innegehalten werden. In der angegebenen Form ist das Kabel auf der Strecke Hannover—Dortmund verlegt worden. Die Spulenausrüstung ist für die Kupferleiter dieselbe wie beim Kabel Berlin—Hannover (Fig. 2). Die Spulen für die Vierersprechkreise mit 0,08 *H* Selbstinduktivität sind in Abständen von 3,4 km gleichzeitig mit den Spulen für die Stammleitungen eingeschaltet worden. Das Kabel ist auf einer Teilstrecke schon in Benutzung genommen worden und wird in allernächster Zeit auf der ganzen Strecke dem Betrieb übergeben werden können.

Die günstigen Erfahrungen, die inzwischen mit Röhrenverstärkern im Fernsprechbetrieb gemacht worden waren, nötigten zur Prüfung der Frage, inwieweit auch beim Betrieb von Fernsprechkabeln Fernsprechröhrenverstärker verwendet werden können, um den Durchmesser der Kabeladern zu verringern und die Kabelanlage wirtschaftlicher zu gestalten. Bei der Wahl der Leiterstärken ist zu berücksichtigen, daß ein und dasselbe Kabel den Verkehr sowohl auf weite Entfernungen wie auch zwischen näher gelegenen Orten zu vermitteln hat. Dementsprechend sind zwei verschiedene Leiter-

stärken vorgesehen worden. Mit Rücksicht auf den Einbau der Verstärker, der zur Herabminderung der Anlage- und Betriebskosten für beide Aderstärken an demselben Punkt erfolgen muß, und bei der Notwendigkeit, die Spulen für beide Leiterarten gemeinsam einzubauen, muß der dünnere Leiter so gewählt werden, daß seine spezifische Dämpfung ein ganzes Vielfaches der Dämpfung des stärkeren Leiters beträgt. Dieselben Gesichtspunkte sind natürlich auch für die Viererleitungen maßgebend, die zudem noch so mit Induktivität zu belasten sind, daß ihre spezifische Dämpfung mit der der Stammleitungen genügend übereinstimmt. Die Berechnungen haben ergeben, daß diese Forderungen wirtschaftlich mit 0,9 und 1,4 mm starken Kupferleitern erfüllt werden können. Hierbei kann der Spulenabstand sogar auf 2 km erhöht werden, ohne daß die Grenzfrequenz den zulässigen Wert von 16000 unterschreitet. Für beide Leiterstärken ist eine Schleifenkapazität von höchstens 0,036 μF und eine Viererkapazität von höchstens 0,061 zulässig. Die Dämpfung darf für einen Verstärkerabstand entsprechend der beim Verstärkergegensprechbetrieb erreichbaren Verstärkung nicht höher als $\beta l = 1{,}6$ sein. Diese Bedingung erfordert eine Spuleninduktivität von 0,1 H auf 1 km für die Stammleitungen und von 0,04 H für die Vierer. Hierbei ist die Dämpfung der 0,9 mm-Adern doppelt so groß wie die der 1,4 mm starken Adern. Für erstere werden alle 75 km, für letztere alle 150 km Verstärker eingeschaltet. Auf die große wirtschaftliche Bedeutung der neuen Betriebsweise kann hier nicht näher eingegangen werden. Trotz der nicht unbedeutenden Anlagekosten für die Verstärkeranlagen und der laufenden Betriebskosten wird infolge der erheblich geringeren Materialmengen in den Kabeln eine ganz bedeutende Kostenerparnis erzielt. Für den weiteren Ausbau des Rheinlandkabels auf den beiden Zweigstrecken Dortmund—Düsseldorf und Dortmund—Köln konnte daher die Verwendung dünnerer Leiter nicht mehr außer Acht gelassen werden. Da aber gleichzeitig das Rheinlandkabel mit den bisherigen 2 und 3 mm starken Adern einheitlich durchgeführt werden mußte, ergab sich für diese beiden Strecken eine neue Kabelform. Der bleiumpreßte Kabelkern aus 7 Doppeladern mit 1,5 mm-Kupferleitern wurde beibehalten. Die darüber befindliche erste Lage enthält 14 Doppeladern aus 3 mm starken Leitern in Viererverseilung. In der zweiten Lage befinden sich 14 Doppeladern aus 2 mm starken Leitungen in Viererverseilung und 28 Doppeladern aus 1,4 mm starken Leitern in Achterverseilung. Letztere ist zunächst nur deshalb gewählt worden, um eine lückenlose Raumausnützung zu haben. In der dritten Lage befinden sich in Viererverseilung 82 Aderpaare aus 0,9 mm starken Adern. Im ganzen enthält also das Kabel 145 Doppelleitungen einschließlich 69 Viererleitungen 214 Sprechkreise. Trotz der erheblich größeren Aderzahl beträgt der Durchmesser noch 80 mm. Die Fertigstellung beider Kabelstrecken wird in Kürze erfolgen.

Bei der weiteren Ausgestaltung des Fernkabelnetzes Deutschlands werden Kabel mit nur dünnen Leitern verwendet werden. Während die Bestrebungen bisher dahin gerichtet sein mußten, die Kapazität der Leitungen möglichst gering zu machen, um eine große Sprechweite zu erreichen, hat sich die Beibehaltung dieser Forderung für den Verstärkerbetrieb als unnötig erwiesen. Die Berechnungen haben ergeben, daß unter Verringerung des Durchmessers die bisher geforderte kilometrische Kapazität von 0,036 μF für die Doppelleitungen, die bei dem erwähnten Bestreben von den Firmen jedoch nicht unerheblich unterschritten worden ist, erhöht werden kann, ohne den Spulenabstand von 2 km verringern zu müssen. Unter Festsetzung einer Grenzfrequenz nicht unter 16000 kann die Kapazität der 0,9 mm starken Adern auf 0,035 μF für die Stammleitungen und 0,060 μF für ihre Viererleitungen, sowie bei den 1,4 mm Adern auf 0,038 μF für die Stammleitungen und auf 0,065 μF für die Vierer festgesetzt werden. Das mit diesen Eigenschaften zur Verwendung kommende Normalfernkabel enthält einen bleiumpreßten Kern mit einem Vierer aus 0,9 mm starken Leitern, 40 Doppeladern aus 1,4 und 56 Doppeladern aus 0,9 mm starken Leitern in Viererverseilung. Zu diesen 98 Doppeladern treten 49 Vierer, so daß im ganzen 147 Sprechkreise vorhanden sind. Während mit den bisherigen geringen Kapazitätswerten der Durchmesser dieses Kabels 60,6 mm betragen würde, kann er infolge der Erhöhung der Kapazität auf 54 mm über Blei herabgesetzt werden. Die Bedeutung dieser Maßnahme erhellt daraus, daß für 1 km Kabel allein

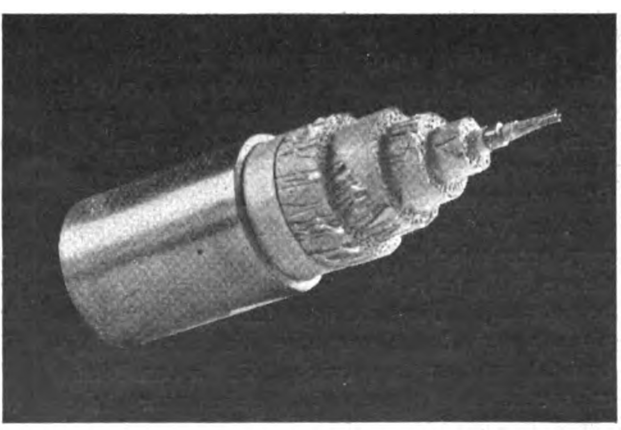


Fig. 3. 166-paariges Normal-Fernkabel.

1,2 t Blei erspart werden. Sie gewinnt noch weitere wirtschaftliche Bedeutung dadurch, daß für die Folge die Fernkabel als Erdkabel verlegt werden sollen. Die Materialersparnis erstreckt sich somit auch auf die Eisenbewehrung. Für besonders verkehrsstarke Strecken ist neben diesem Normalfernkabel ein zweites vorgesehen, das in einer weiteren Lage noch 68 Doppeladern aus 0,9 mm starken Leitern in Viererverseilung enthält (Fig. 3). Die Spulenbelastung erfolgt, wie bereits erwähnt, in Abständen von 2 km. Für die 0,9 mm starken Leitungen werden Spulen mit 0,2 H Selbstinduktivität, in ihre Viererleitungen solche mit 0,7 H und in die 1,4 mm starken Leitungen Spulen mit 0,19 H, in die Vierer mit 0,7 H Selbstinduktivität eingeschaltet werden. Das Bestreben, den Spulenabstand zu vergrößern, erwies sich leider als undurchführbar, weil die erforderliche Grenzfrequenz dabei nicht mehr erreicht wird.

Das hiermit geschaffene Normalkabel ist dazu bestimmt, die wichtigsten Verkehrsorte Deutschlands in den nächsten Jahren unterirdisch für den Fernsprechverkehr, mit einem geringen Bruchteil seiner Adern auch für den Telegraphenverkehr zu verbinden. Die Reichstelegraphenverwaltung darf hoffen, mit ihrem großzügig geplanten Kabelnetz an dem Wiederaufbau Deutschlands in nicht geringem Maße mitzuwirken, denn dieses Kabelnetz ist für die deutsche Volkswirtschaft eine Lebensnotwendigkeit.

(Von den verschiedenen Kabelarten wurden Muster der an der Herstellung der Fernkabel beteiligten Firmen Siemens & Halske, Felten & Guilleaume Carlswerk und Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft vorgewiesen.)

Die technischen Einrichtungen des Reichsfunknetzes.

Von W. Hahn.

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

Das Anfang 1919 begonnene Reichsfunknetz dient in Ergänzung des vorhandenen Drahttelegraphennetzes der Beförderung von einfachen und dringenden Telegrammen, und dem Funkwirtschaftsverkehr, d. h. der Beförderung besonderer Börsentelegramme des In- und Auslandes.

Der Verkehr wird geregelt durch das Telegraphentechnische Reichsamt und zwar durch dessen Abteilung IV, Funkwesen (früher Funkbetriebsamt). Diese Behörde führt auch die technischen und Betriebsversuche bis zur Betriebsbrauchbarkeit durch, entwickelt die für den Betrieb erforderlichen Apparate in gemeinsamer Arbeit mit den Funkfirmen, beschafft und erprobt die Apparate und baut alle Anlagen selbst auf.

An 17 größeren Orten sind bereits Funkanlagen für — zum Teil mehrfachen Duplexbetrieb — errichtet worden, die in direkter oder indirekter Verbindung mit der Hauptfunkstelle Berlin-Königswusterhausen stehen. Bei der Gliederung des Reichsfunknetzes ist zu unterscheiden zwischen Leitfunkstellen, die mit mehreren Sendern ausgerüstet sind und den Funkstellen, die nur einen Sender besitzen.

Außer den genannten sowohl mit Sendern als auch mit Empfängern ausgerüsteten Stationen sind bisher 76 Funkempfangsstellen fertiggestellt und in Betrieb genommen worden zur Aufnahme der von der Hauptfunkstelle Berlin-Königswusterhausen gegebenen Funkwirtschaftsnachrichten.

Seit April 1920 gibt ferner noch die Hauptfunkstelle täglich mehrmals Wettermeldungen, die von zurzeit acht Wetterdienststellen aufgenommen werden.

Für die Schiffahrt werden Wettermeldungen und Sturmwarnungen von den der Reichstelegraphenverwaltung gehörigen Küstenfunkstellen Norddeich und Swinemünde regelmäßig abgesetzt.

Mit Ausnahme dieses letzten Verkehrs, der sich auf der tönenden 600 m Welle abwickelt, wird bei dem gesamten übrigen Verkehr des Reichsfunknetzes nur mit ungedämpften Wellen gearbeitet. Für den Verkehr der Stationen untereinander wird der Wellenbereich 1000—3000 m, für den Funkwirtschaftsdienst die Welle 3400 m und für die Wettermeldungen die Welle 5250 m benützt. Zum Verkehr mit dem Ausland wird in Königswusterhausen mit den Wellenlängen 5250 und 8000 m gearbeitet.

Die technische Ausgestaltung der Funkanlagen richtet sich nach der zu überbrückenden Entfernung sowie nach Art des Betriebes, d. h. ob mit einfachem Wechselverkehr oder mit Duplexbetrieb gearbeitet wird.

Besonderes Interesse dürfte die Hauptfunkstelle Königswusterhausen erwecken, die in bezug auf Anzahl der vorhandenen Sender und Antennen wohl die zurzeit umfangreichste Sendeanlage darstellt.

Für den Auslandsverkehr dienen: 1 Poulsensender von 32 K.-W.[1]), 1 Poulsensender von 4 K.-W. mit Telephonieeinrichtung, ferner 2 Röhrensender von 5 bis 10 K.-W. Leistung ebenfalls mit Telephonieeinrichtung. Vorgesehen ist ferner noch die Aufstellung einer Hochfrequenzmaschine für 50 K.-W.

Den Verkehr mit den Funkleitstellen vermitteln 5 Röhrensender mit je zwei 500-Watt-Röhren, sowie 5 Röhrensender mit je einer 500-Watt-Röhre. Sämtliche Sender werden mit Zwischenkreis ausgerüstet.

[1]) Thurn, Jahrbuch f. drahtl. Tel., Bd. 17, Heft 3.



Während die großen Röhrensender von 5 bis 10 K.-W. für Wechselstromheizung eingerichtet sind, ist für die zehn kleineren Sender Batterieheizung vorgesehen. Von den letzteren haben die fünf mit einer Röhre ausgestatteten Sender Gleichstromhochspannungsmaschinen zur Erzeugung der Anodenspannung; alle anderen Röhrensender arbeiten mit gleichgerichtetem Wechselstrom.

In beistehender Zeichnung, Fig. 1, ist das grundsätzliche Schaltbild eines Röhrensenders von 5 bis 10 K.-W. für Telegraphie und Telephonie angegeben.[1]) Dieser Sender kann betrieben werden mit Selbsterregung sowie mit Fremdsteuerung; außerdem in beiden Fällen entweder in direkter Schaltung oder mit Zwischenkreis. Bei Selbsterregung arbeitet dieser Sender — ebenso wie die kleinen Sender — bei direkter Schaltung mit

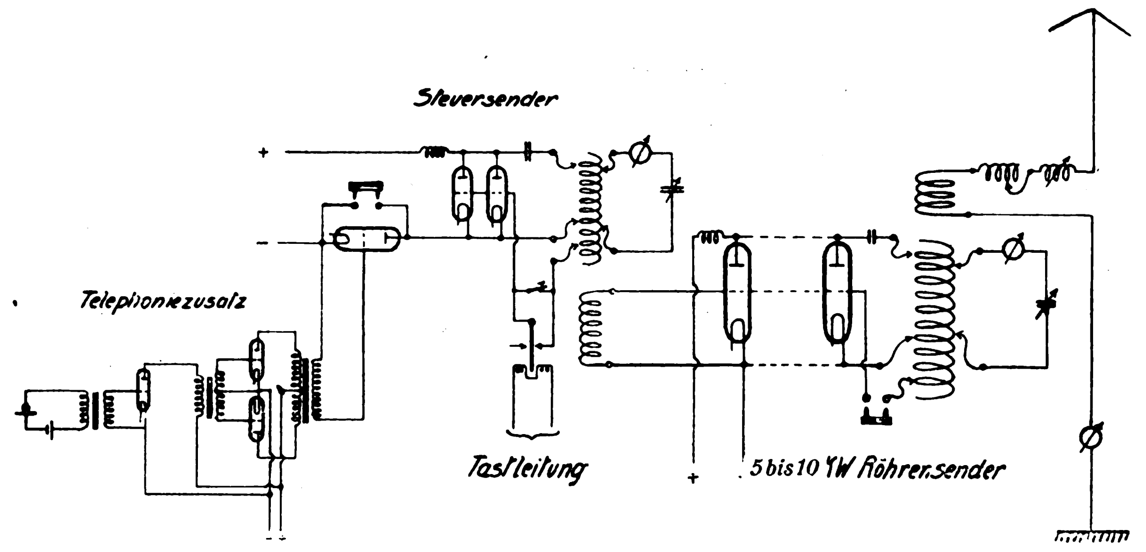


Fig. 1. Röhrensender von 5 bis 10 K.-W. für Telegraphie nnd Telephonie.

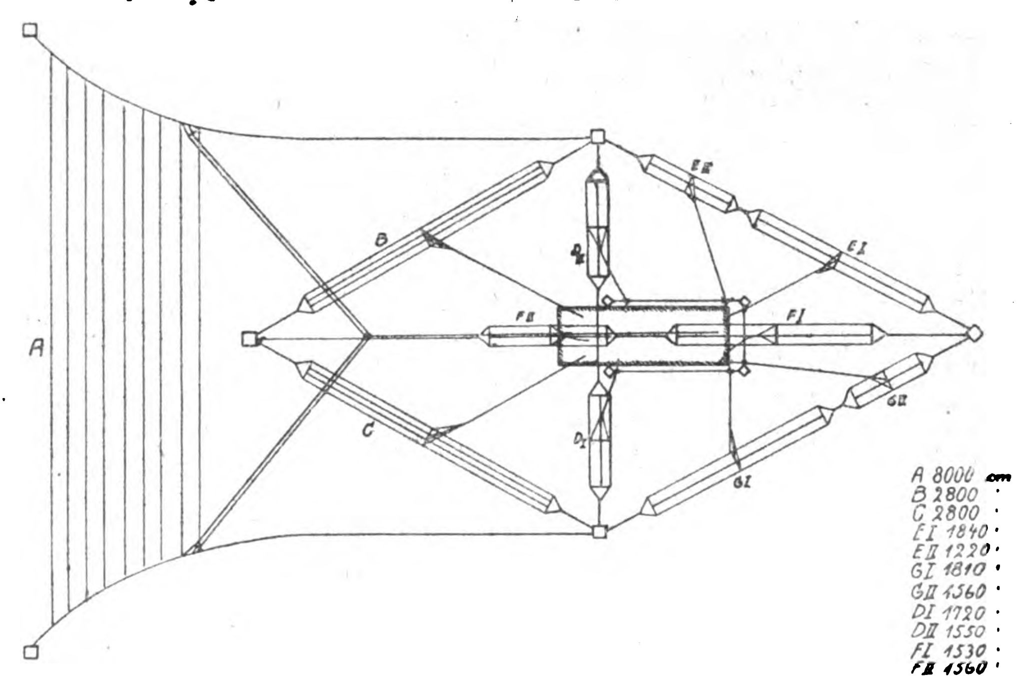


Fig. 2. Antennenanlage Königswusterhausen.

[1]) Der Sender besitzt acht Schwingungsröhren zu 1,5 K.-W. Leistung. In der Abb. sind nur zwei Röhren wiedergegeben.



kapazitiver Gitterrückkopplung, beim Betrieb mit Zwischenkreis in der sog. „Dreipunktschaltung". Das Schaltbild zeigt den Sender mit Zwischenkreis und Fremdsteuerung sowie mit Telephoniezusatz. Für den Telegraphierbetrieb wird die Vorröhre des Steuersenders kurzgeschlossen und in die Gitterzuführung dieses Senders die Taste bzw. das Tastrelais eingeschaltet.

Über einige Strom- und Spannungswerte, die bei den verschiedenen Schaltungsarten gemessen worden sind, gibt nachstehende Zusammenstellung Aufschluß.

Röhrensender von 5 bis 10 K.-W. im Anschluß an die parallel geschalteten Antennen *B* und *C* (vgl. Fig. 2) bei $\lambda = 5000$ m.

	Mit Selbsterregung		Mit Fremdsteuerung	
	direkt	mit Zwischenkreis	direkt	mit Zwischenkreis
Anodenspannung e_a =	3750	3750	3750	3750 Volt
Anodenstrom i_a =	4	4	3,8	4,8 Amp.
Gitterspannung e_g =	260	320	260	260 Volt
Strom im Zwischenkreis i_z =	—	195	—	155 Amp.
Antennenstrom J_A =	53	36	54	45 Amp.

Die Antennenanlage in Königswusterhausen ist in nebenstehender Zeichnung (Fig. 2) wiedergegeben.

Sämtliche Sender werden vom Haupttelegraphenamt Berlin aus getastet. Die Tastung geschieht über ein Tastrelais und zwar bei den Poulsensendern mittels Tastdrossel, bei den Röhrensendern durch Unterbrechung der Gitterzuführung.

Die zur Sendestelle Königswusterhausen gehörigen Empfangseinrichtungen befinden sich in Zehlendorf bei Berlin. Empfangen wird hier mit Rahmen, die an etwa 30 m hohen Masten befestigt sind. Fertiggestellt und im Betrieb befinden sich zurzeit acht Rahmen. Neben jedem Rahmen befindet sich ein kleines Haus, welches die Empfangseinrichtungen, Batterien und Ladeeinrichtungen enthält. Von jedem Empfangshaus führen Mithörleitungen zum Betriebsraum im Haupttelegraphenamt Berlin, wo der Endempfang stattfindet. Außerdem ist jedes Empfangshaus mit Fernsprechanschluß versehen, damit die die Empfangsapparate bedienenden Beamten jederzeit mit den Beamten im Haupttelegraphenamt sich verständigen können.

Da auch die Leitfunkstellen mit Duplexbetrieb arbeiten, ist auch hier eine räumliche Trennung von Sende- und Empfangsanlage notwendig. Die Sendeanlage befindet sich meistens im Telegraphenamt, während die Empfangsanlage etwa 1 bis 2 km davon entfernt liegt. Beim Bau der Antennen sind hohe Bauwerke wie Kirchtürme und Schornsteine in weitgehendstem Maße herangezogen. Die Sendeantennen sind je nach der Länge zwei- bis dreidrähtig und haben eine Kapazität von 1000 bis 1500 cm. Die Empfangsantennen sind etwas kleiner gehalten. Als Sender dienen die bereits erwähnten Röhrensender mit zwei 500-Watt-Röhren mit Wechselstromheizung und Gleichrichter. Zum Empfang werden Audionempfänger und Niederfrequenzverstärker benutzt. Von den Empfangsstellen führen Mithör- und Fernsprechleitungen zum Betriebsraum des Telegraphenamtes, wo der Endempfang stattfindet.

Zur Erhöhung der Wirtschaftlichkeit des Reichsfunknetzes wurden schon im Jahre 1919 Versuche begonnen, die gebräuchlichen Maschinentelegraphen für den drahtlosen Verkehr nutzbar zu machen. Diese Versuche mit Schnelltelegraphie sind günstig verlaufen. So konnte mit dem Maschinentelegraphen von Wheatstone zwischen Berlin und Königsberg, sowie zwischen Berlin und London zeitweise mit einer Geschwindigkeit von 300 Buchstaben in der Minute gearbeitet werden. Zwischen Berlin und Leipzig ist seit Anfang dieses Jahres ein Verkehr mit dem Typendruckschnelltelegraphen von Siemens & Halske im Betrieb mit einer Geschwindigkeit von etwa 650 Buchstaben in der Minuten entsprechend 150—200 Telegramme in der Stunde. Auf Einzelheiten kann hier nicht näher eingegangen werden; es wird auf die Arbeiten von Dr. Banneitz verwiesen.[1])

Neben der drahtlosen Telegraphie wird in kurzer Zeit auch die Nachrichtenübermittlung auf drahtlos-telephonischem Wege in Benutzung sein. Nachdem eine Reihe von Versuchen in größerem Umfang sowohl innerhalb Groß-Berlins als auch innerhalb Deutschlands[2]) günstig verlaufen sind, werden demnächst von der Hauptfunkstelle aus Nachrichten für Private auf diesem Wege übermittelt werden. Der Telephoniesender soll hierbei von Berlin aus auf dem Drahtwege besprochen werden. Zum Empfang sind neue Empfänger entwickelt worden, bei denen die Audion- und die Verstärkerröhren zum unmittelbaren Anschluß an ein Starkstromnetz eingerichtet sind. Die Heizfäden sämtlicher Röhren liegen in Reihe. Das Netzanschlußgerät (Fig. 3) enthält die nötigen Widerstände zum Abgreifen der Anodenspannung sowie Kondensatoren, Drosselspulen und einen Eisenwiderstand um die Schwankungen der Netzspannung auszugleichen. Die Empfänger sind so gebaut, daß sie von jedem Teilnehmer bedient werden können. Es sind 1000 Stück in Auftrag gegeben, da eben-

[1]) Banneitz, Tel. und Fernsprechtechnik, 1920, Heft 5—6; E.T.Z. 1921, Heft 27.

[2]) Hahn, E.T.Z., 1920, Heft 37.

soviel Teilnehmer zu erwarten sind. Fig. 4 zeigt die Verbindungen zwischen dem Netzanschlußgerät und dem Empfänger nebst einem 2-Rohr-Verstärker.

Zum Schluß des Vortrages seien noch kurz erwähnt die vor einiger Zeit begonnenen Ver-

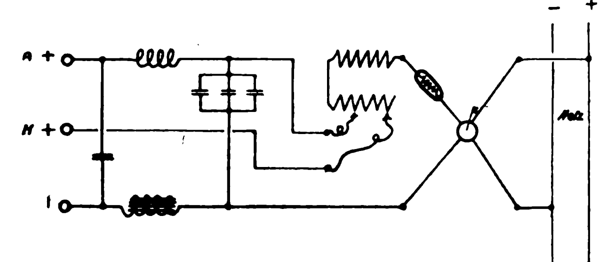


Fig. 3. Netzanschlußgerät.

suche mit der drahtlosen Übertragung der Darbietungen der Berliner Staatsoper und diejenigen mit drahtlosem Gegensprechen. Die Musikübertragung stellt, um einigermaßen zu befriedigen, an die Aufnahme-, Verstärker- und Wiedergabeapparaturen sehr hohe Anforderungen und bedingt eine besondere Durchbildung dieser Apparate. Auch spielt der Aufstellungsort der

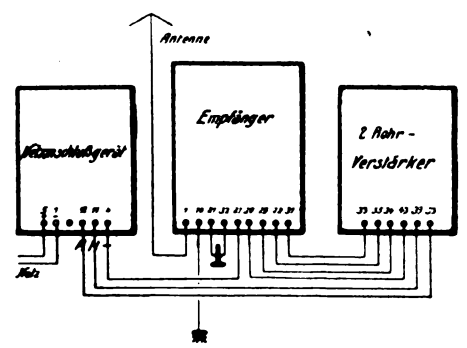


Fig. 4. Schaltung mit einem 2-Rohrverstärker.

Mikrophone eine große Rolle um das Orchester und den Gesang im richtigen Verhältnis wiederzugeben.

Vor kurzem wurden Versuche mit drahtlosem Gegensprechen zwischen Berlin-Königswusterhausen und der dänischen Station Lyngby bei Kopenhagen begonnen. Trotz zeitweise starker atmosphärischer Störungen war es möglich, von verschiedenen gewöhnlichen Fernsprechapparaten innerhalb Berlins aus sich mit dem Sprecher in Lyngby zu unterhalten.

An den Vortrag schloß sich die Vorführung einer von Königswusterhausen ausgehenden gesprochenen Mitteilung.

Elektrische Kettenleiter und ihre technischen Anwendungen.

Von Karl Willy Wagner.

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

Ein elektrischer Kettenleiter besteht aus einer Reihe von gleichartigen elektrischen Stromkreisen, die wie die Glieder einer Kette miteinander verbunden sind. Als Kettenleiter sind z. B. die Nachbildungen elektrischer Leitungen und Kabel aufzufassen, die aus einer Reihe von Widerständen und Induktionsspulen mit quer abgezweigten Kondensatoren bestehen. Fig. 1 veranschaulicht der-

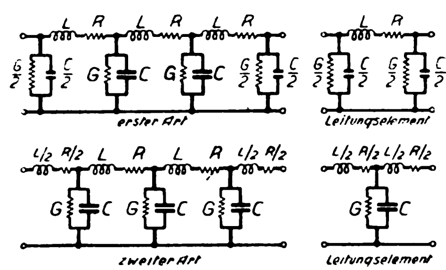


Fig. 1. Kunstleitungen.

artige Kunstleitungen; L, R und C bedeuten die Induktivität, den Widerstand und die Kapazität der Leitung; die Ableitung G entspricht den Verlusten im Dielektrikum. Je nachdem, ob man die Kunstleitung mit einem halben Querwiderstand oder mit einem halben Längswiderstand beginnen und endigen läßt, erhält man eine Leitung erster oder zweiter Art; diese hat man sich aus Elementen (Gliedern) der daneben gezeichneten Form zusammengesetzt zu denken. Die praktische Frage, die man sich bei diesen Kunstleitungen zu stellen hat, ist: Wie weit soll man mit der Unterteilung gehen, damit die Kunstleitung die natürliche Leitung hinreichend genau nachbildet. Um die Frage zu beantworten, muß man den Stromverlauf auf der Kunstleitung berechnen können. Dies ermöglicht die von dem Verfasser entwickelte Theorie des Kettenleiters.[1])

Als Kettenleiter wirken ferner die bekannten, zur Aufhängung von Hochspannungsleitungen dienenden Kettenisolatoren mit Rücksicht auf die Kapazitäten der einzelnen Glieder gegeneinander und gegen Erde; ebenso aus demselben Grunde eine Serienfunkenstrecke; desgl. ist ein Dekadensatz von Widerständen als Kettenleiter anzusehen, wenn man die Eigenkapazitäten und die Erdkapazitäten der Widerstandsrollen in Betracht zieht. Auch eine Spule läßt sich für manche Zwecke mit Vorteil durch einen Kettenleiter approximieren, wenn die Kapazitäten von Windung zu Windung

[1]) Archiv für Elektrotechnik, Bd. 3, S. 315, 1915.

und von den Windungen zur Erde eine Rolle spielen.[1])

Die Frage nach den elektrischen Eigenschaften dieser und analoger Anordnungen gab die Anregung, die Strom- und Spannungsverhältnisse in einem Kettenleiter ganz allgemein zu untersuchen. In dem durch Fig. 2 veranschau-

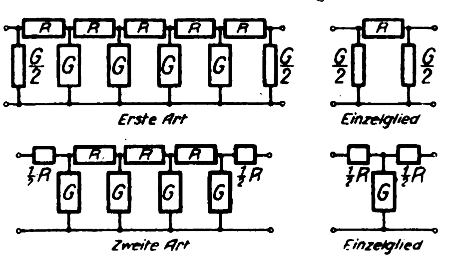


Fig. 2. Kettenleiter.

lichten allgemeinen Kettenleiterschema soll R den Scheinwiderstand der im Zuge der Leitung liegenden Stromzweige bedeuten, während unter G der Scheinleitwert der quer abgezweigten Verbindungen verstanden sei. Die Zweige R und G können übrigens in beliebiger Weise aus Widerständen, Drosseln und Kondensatoren zusammengesetzt sein. Die Theorie des Kettenleiters läßt sich in der Tat in voller Allgemeinheit, d. h. ohne spezielle Voraussetzung über die Art der miteinander verketteten Stromkreise durchführen. Man kommt auf eine homogene lineare Differenzengleichung zweiter Ordnung, die in bekannter Weise gelöst wird. Es ergibt sich so, daß man die Spannungs- und Stromverteilung längs der Kette in ganz analoger Weise wie auf einer homogenen elektrischen Leitung darstellen kann. In Fig. 3 sind die

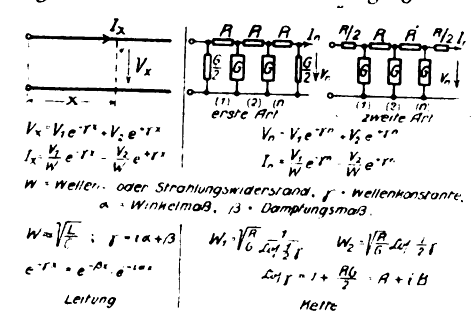
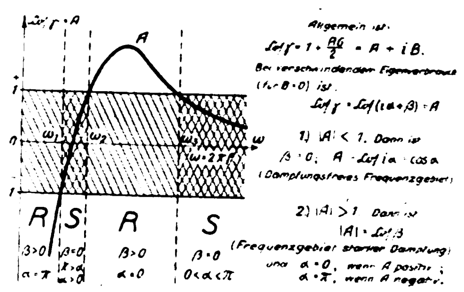


Fig. 3. Analoge Darstellung des Stromverlaufs in der Leitung und auf der Kette.

Gleichungen für die Leitung und den Kettenleiter nebeneinander gestellt. An Stelle des Abstandes x des betrachteten Leitungspunktes vom Leitungsanfang tritt die Ordnungszahl n des betrachteten Kettengliedes. Insbesondere zeigt es sich, daß die in der Theorie der Leitungen so nutzbringenden Begriffe des Wellenwiderstandes W, der Wellenkonstante γ, des Winkelmaßes α und des Dämpfungsmaßes β auch in der Theorie des Kettenleiters ihre Bedeutung haben und mit gleichem Nutzen zu verwenden sind. Kettenleiter erster und zweiter Art haben verschiedene Wellenwiderstände W_1 und W_2, aber dieselbe Wellenkonstante γ und damit auch gleiches Winkel- und Dämpfungsmaß.

Von besonderem Interesse sind Kettenleiter, die aus Spulen und Kondensatoren mit geringem Eigenverbrauch aufgebaut sind. Auf diese soll die weitere Betrachtung an dieser Stelle beschränkt bleiben. Diese Kettenleiter zeigen selektive Wirkungen, indem sie in gewissen Frequenzgebieten den elektrischen Strom fast ungeschwächt übertragen, während sie die Ströme anderer Frequenz so gut wie völlig abdrosseln.[1]) Das Nähere ergibt sich aus der Fig. 4. Für den Kettenleiter


Fig. 4. Zur Erklärung der selektiven Eigenschaften von Kettenleitern mit geringem Eigenverbrauch.

mit verschwindendem Eigenverbrauch verschwindet der imaginäre Teil von $1 + \frac{RG}{2}$. Daher wird $\mathfrak{Cof}\,\gamma$ gleich einer reellen Zahl A, und es kommt nun darauf an, ob der Betrag von A größer oder kleiner als 1 ist. Im letzten Fall wird γ rein imaginär, die Dämpfung β verschwindet und der Kettenleiter überträgt in dem betreffenden Frequenzgebiet die gesamte ihm zugeführte Leistung ebenso wie eine verlustfreie Leitung; sein Wellenwiderstand wird reell und bedeutet einen reinen Strahlungswiderstand. Dagegen wird die Dämpfung in dem Frequenzgebiet mit $|A| > 1$ endlich und erreicht hohe Beträge, sobald $|A|$ den Wert 1 nennenswert übersteigt, so daß der Kettenleiter in diesem Gebiet als praktisch undurchlässig anzusprechen ist. Da er selbst keine Energie verzehrt, kann seine hohe Dämpfung nur dadurch entstanden sein, daß er jetzt die ihm zugeführte Energie größtenteils reflektiert, und so ist es in der Tat. An Hand der Fig. 4 läßt sich für einen gegebenen Kettenleiter ohne weiteres übersehen, für welches Frequenzgebiet er durchlässig ist; die hierdurch veranschaulichte Theorie führt weiter

[1]) Archiv für Elektrotechnik, Bd. 6, S. 301, 1918 (Wanderwellenschwingungen in Transformatorwicklungen).

[1]) Archiv für Elektrotechnik, Bd. 8, S. 61, 1919 (eingesandt 1915).

auch zur Lösung der schwierigeren umgekehrten Aufgabe, einen Kettenleiter anzugeben, der in einem vorgeschriebenen Bereich, und nur in diesem, durchlässig ist.

Einer der einfachsten Kettenleiter der betrachteten Art ist die Drosselkette (Fig. 5).

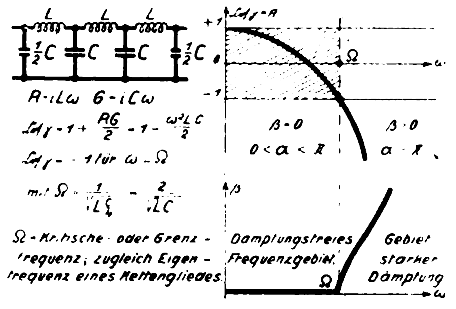


Fig. 5. Drosselkette.

Sie enthält im Zug der Leitung nur Drosseln, quer dazu nur Kondensatoren. Die Drosselkette hat eine kritische oder Grenzfrequenz Ω, die gleich der Eigenfrequenz eines Gliedes ist; unterhalb der kritischen Frequenz ist die Kette durchlässig, oberhalb nicht. Hiervon lassen sich verschiedene bemerkenswerte Anwendungen machen, von denen einige zugleich erhebliche Bedeutung für die Technik besitzen. Die wichtigsten sind:

1. Die Reinigung einer verzerrten Spannungskurve von ihren Oberschwingungen. (Fig. 6.)

Man schaltet zwischen den Generator und den Meßkreis eine Drosselkette, deren Grenzfrequenz

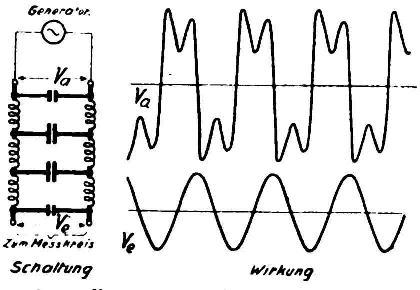


Fig. 6. Drosselkette zur Reinigung einer Spannungskurve von ihren Oberschwingungen.

oberhalb der Frequenz der Grundschwingung, aber unterhalb der Frequenz der tiefsten Oberschwingung liegt. Hiervon macht man in der Meßtechnik, wo es oft auf eine sinusförmige Kurve ankommt, Gebrauch.[1])

2. Die Beseitigung der Oberschwingungen bei drahtlosen Wellensendern.

Die Stromquellen für Hochfrequenz (Lichtbogen-, Maschinen- und Röhrensender) erzeugen alle mehr oder minder starke Oberschwingungen. Diese können namentlich bei Großleistungssendern sehr störend wirken. Der große Nauener Sender mit 400 kW führt etwa 350 Amp. in der Antenne; eine Oberschwingung, deren Stärke nur $^1/_3$ % der Grundschwingung beträgt, würde einem Strom von 1 Amp. in der Antenne entsprechen, der bei der Größe des Strahlgebildes ein weites Gebiet störend beeinflussen würde. Das Heilmittel ist eine zwischen Stromquelle und Strahlgebilde geschaltete Drosselkette, deren Grenzfrequenz zwischen der für den Betrieb der Station benutzten Grundfrequenz und der niedrigsten Oberfrequenz liegt (Fig. 7).

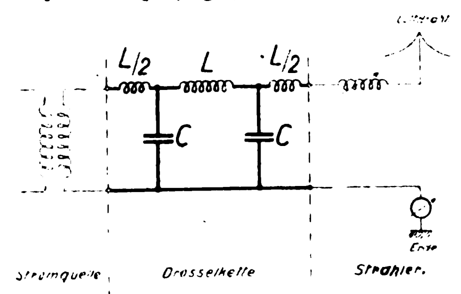


Fig. 7. Beseitigung von Oberschwingungen bei drahtlosen Wellensendern.

3. Wechselstromtelephonie mit hörbarem Träger.

Für das mehrfache Fernsprechen mittels schneller Wechselströme ist das Frequenzgebiet unterhalb der Hörbarkeitsgrenze besonders wertvoll, weil diese Ströme infolge der geringeren Leitungsdämpfung die größte Reichweite haben. Die Stromverhältnisse sind in Fig. 8 angedeutet.

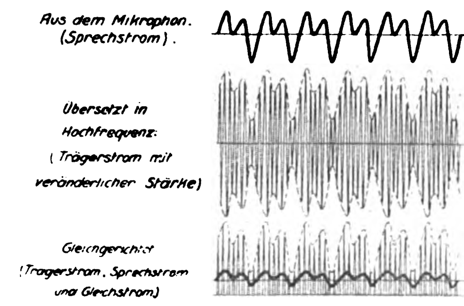


Fig. 8. Zur Telephonie mit Wechselstrom als Träger.

Die obere Kurve veranschaulicht den vom Mikrophon gelieferten Sprechstrom, die mittlere Kurve den auf der Leitung fließenden Hochfrequenzstrom, dessen Amplitude im Takt der Sprache schwankt. Bei der Gleichrichtung eines solchen Stromes im Empfänger entsteht ein Gemisch aus Gleichstrom, Sprechstrom und hochfrequentem Trägerstrom. Damit nun der Trägerstrom selbst in dem Telephon nicht wahrgenommen werde, schaltet man dem Hörapparat eine Drossel-

[1]) Archiv für Elektrotechnik, Bd. 3, S. 74, 1914.

kette vor, deren kritische Frequenz oberhalb der Sprachfrequenzen, aber unterhalb der Trägerfrequenz liegt.

4. Beseitigung hoher Pfeiftöne in Verstärkern.

In langen Leitungen eingeschaltete Zwischenverstärker, die nach beiden Richtungen verstärken, neigen zur Selbsterregung. Diese kann durch eine geeignete Abgleichung der Schaltung beseitigt werden. Man bewerkstelligt dies z. B. durch die in Fig. 9 wiedergegebene Brückenanordnung, bestehend aus je einem Differentialtransformator, der Leitung selbst und einer Nachbildung der Leitung. Ist die Nachbildung auf die Leitung abgeglichen, so können sich die verstärkten Ströme nicht auf die Schwachstromseite des anderen Verstärkers übertragen, was man in Fig. 9 an den Strompfeilen verfolgen kann (ausgezogene Pfeile für die Richtung West-Ost, gestrichelte Pfeile für die umgekehrte Richtung). Die Abgleichung der Nachbildung auf die wirkliche Leitung müßte aber für den ganzen Bereich der hörbaren Töne zutreffen, was schwer zu erreichen ist. Man begnügt sich damit, für den Bereich der Sprechfrequenzen abzugleichen und verhindert die Entstehung höherer Pfeiftöne dadurch, daß man hinter den Verstärker Drosselketten schaltet, die für die Sprache durchlässig sind, für die höheren Töne aber nicht.

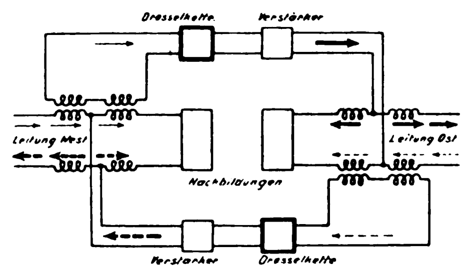


Fig. 9. Beseitigung hoher Pfeiftöne in Verstärkern durch Drosselketten.

5. Drosselkette gegen Telegraphiestörungen aus dem Starkstromnetz.

Solange die Telegraphie die Erde als Rückleitung benutzt, läßt es sich nicht vermeiden, daß Starkstrom, insbesondere 50-periodiger Wechselstrom durch die Erdverbindung in den Telegraphierstromkreis gelangt und hier stört. Die Telegraphierzeichen entsprechen im allgemeinen einer Frequenz, die noch unterhalb der des Starkstroms liegt. Daher kann man die Starkstromstörungen vom Telegraphierempfänger dadurch abhalten, daß man diesem eine passend bemessene Drosselkette vorschaltet (Fig. 10). Im vorliegenden Falle war der Störstrom ebenso stark wie der ankommende Telegraphierstrom, so daß der Störstrom die Zeichen unleserlich macht. Das untere Kurvenpaar ist ohne Telegraphierstrom aufgenommen; dieser Versuch zeigt deutlich die völlige Beseitigung des Störstroms im Empfänger und

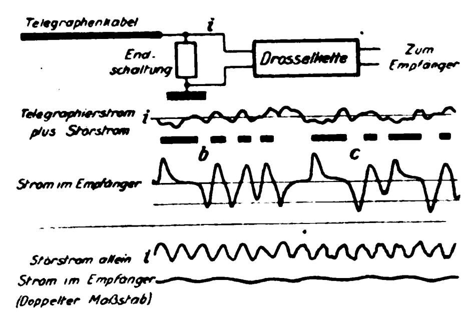


Fig. 10. Drosselkette gegen Telegraphierstörungen aus dem Starkstromnetz.

erklärt so das Zustandekommen der sauberen Zeichen im vorhergehenden Versuch trotz den starken Störströmen.

Schließlich gehört zu den Drosselketten auch noch die vom Verfasser angegebene Kettengliedantenne, die eine außerordentlich genaue Nachbildung von Antennen aller Art ermöglicht.[1]

Ein zur Drosselkette reziprokes Gebilde ist die Kondensatorkette (Fig. 11). Sie entsteht

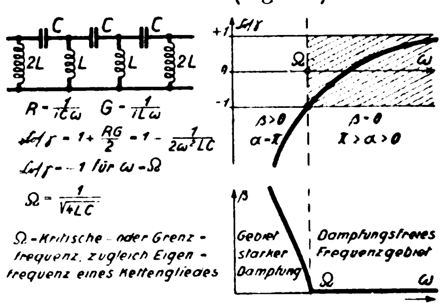


Fig. 11. Kondensatorkette.

aus jener, indem man Spulen und Kondensatoren miteinander vertauscht. Sie hat ebenfalls eine Grenzfrequenz und ist unterhalb dieser undurchlässig, oberhalb der Grenzfrequenz durchlässig. Man kann daher die Kondensatorkette dazu benutzen, die Grundschwingung einer mehrwelligen Kurve zu unterdrücken, um die Oberschwingungen in Reinkultur zu erhalten (Fig. 12).

Schaltet man an das Ende einer Leitung nebeneinander eine Drosselkette und eine Kondensatorkette von gleicher Grenzfrequenz, so erhält man eine „elektrische Weiche" (Fig. 13).

[1]) Näheres hierüber findet man in dem Aufsatz „Zur Elektrodynamik von Strahlerkreisen" im Archiv für Elektrotechnik, Bd. 8, 1919, S. 145. In dem bekannten „Radiotelegraphischen Praktikum" von Rein-Wirtz ist irrtümlich Herr Bakhuis als Urheber dieser Anordnung genannt.

Sie dient zur Trennung der Ströme des Frequenzbereiches oberhalb der Grenzfrequenz von den Strömen niederer Frequenz. Diese Aufgabe tritt auf, wenn die Leitung gleichzeitig mit hoch- und niederfrequenten Strömen betrieben werden soll.

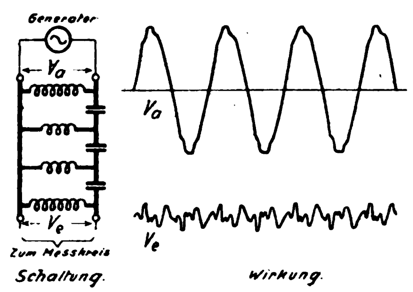


Fig. 12. Abdrosselung der Grundschwingung einer verzerrten Spannungskurve.

Besonders bemerkenswert sind die elektrischen Siebketten. Sie dienen dazu, aus einem Gemisch von Strömen verschiedener Frequenz ein bestimmtes Spektrum von endlicher Breite auszusieben. Die verschiedenen hierzu tauglichen

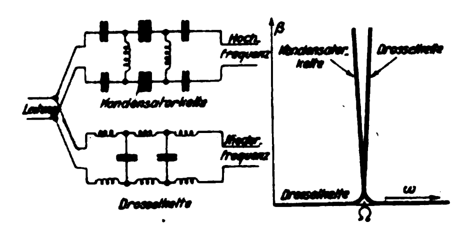


Fig. 13. Elektrische Weiche für Hoch- und Niederfrequenz.

Schaltungen zeigt Fig. 14. Jede Siebkette läßt sich als Reihe von elektrischen Schwingungskreisen auffassen, die entweder kapazitiv oder induktiv miteinander gekoppelt sind. Der Kopplungsgrad bestimmt die Breite des durchlässigen Bereiches.

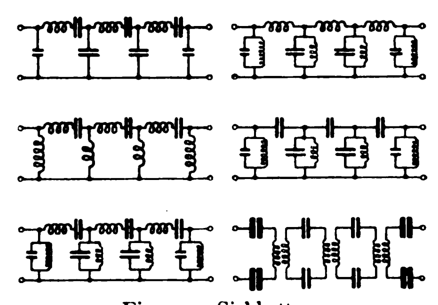


Fig. 14. Siebketten.

Es würde hier zu weit führen, alle diese Schaltungen einzeln zu betrachten und die Eigentümlichkeiten einer jeden zu erörtern. Je nach dem Verwendungszweck bietet die eine oder die andere Schaltung Vorteile. Wir begnügen uns hier damit, die Siebwirkung der drei bemerkenswertesten Anordnungen, der einfachen Siebkette mit Reihenkondensatoren, des Doppelsiebes und der Siebkette mit induktiver Kopplung zu erklären. In den Figg. 15 und 16 sind diese Anordnungen, die dafür geltenden wichtigsten Beziehungen, der Verlauf der A-Kurve und die sich daraus er-

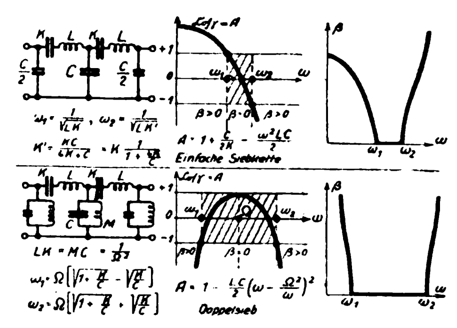


Fig. 15. Einfache Siebkette und Doppelsieb.

gebende Abhängigkeit der Dämpfung von der Frequenz dargestellt. Die Lochgrenzen ω_1 und ω_2 ergeben sich aus der Bedingung $A = \pm 1$, während

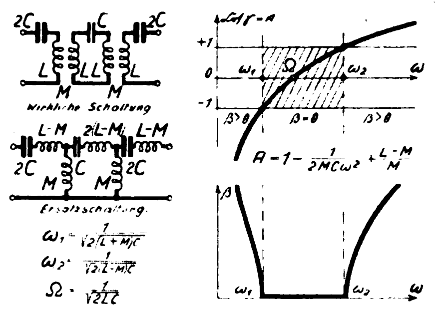


Fig. 16. Siebkette mit induktiver Kopplung.

der auf den Abbildungen angegebene Ausdruck für A der reelle Teil von $1 + \frac{RG}{2}$ ist (vgl. Abb. 3 und 4). Das Doppelsieb ist besonders da am

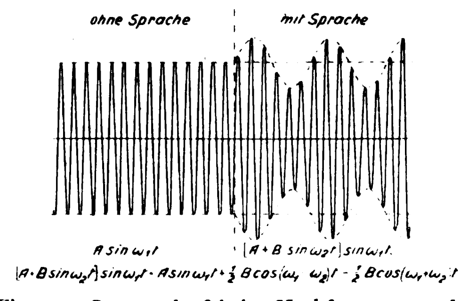


Fig 17. Stromverlauf beim Hochfrequenzsprechen.

Platze, wo der durchlässige Frequenzbereich groß ist und die Dämpfung an den Lochgrenzen schnell ansteigen soll.

Die Forderung, aus einem Gemisch von Strömen verschiedener Frequenz einen bestimmten Bereich von vorgeschriebener Breite auszusieben, wird z. B. beim Mehrfachtelephonieren mittels



hochfrequenter Ströme gestellt. Hier genügen einfache Resonanzkreise nicht, weil der die Sprache tragende Hochfrequenzstrom keine einfache (monochromatische) Schwingung ist, sondern ein Frequenzspektrum von der Breite des Schwingungsbereichs der Sprechströme enthält. Daß dem so ist, kann man an Hand der Fig. 17 leicht einsehen. Der linke Teil der Abbildung stellt den unbeeinflußten Trägerstrom mit der Amplitude A und der Kreisfrequenz ω_1 dar. Durch Überlagerung eines Sprachklangs der Kreisfrequenz ω_2 erhält man einen Trägerstrom, dessen Amplitude jetzt $A + B \sin \omega_2 t$ ist, der also selbst durch den Ausdruck

$$(A + B \sin \omega_2 t) \sin \omega_1 t$$

darzustellen ist. Durch einfache mathematische Umformung erhält man hieraus den dreigliedrigen Ausdruck

$$A \sin \omega_1 t + \tfrac{1}{2} B \cos (\omega_1 - \omega_2) t$$
$$- \tfrac{1}{2} B \cos (\omega_1 + \omega_2) t.$$

Er lehrt, daß unser Trägerstrom mit schwankender Amplitude die Kreisfrequenzen ω_1, $\omega_1 + \omega_2$ und $\omega_1 - \omega_2$ enthält. Da nun die Sprachklänge sich über einen Frequenzbereich erstrecken, der von niederen Frequenzen bis etwa $\omega_2 = 12000$ reicht, so enthält auch der durch die Sprache modulierte Hochfrequenzstrom ein Frequenzspektrum von entsprechendem Umfange. Werden die einzelnen Teile dieses Spektrums ungleichförmig übertragen, wie es bei scharfer Resonanzabstimmung unausbleiblich ist, so wird die Sprache verzerrt und ist unbrauchbar. Die gleichförmige Übermittlung des ganzen notwendigen Frequenzspektrums bei gleichzeitiger Abdrosselung aller übrigen Schwingungen erreicht man durch eine entsprechend bemessene Siebkette.

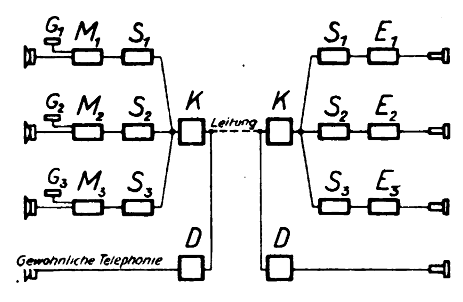


Fig. 18. Anordnung der elektrischen Weichen und Siebe bei der Mehrfachtelephonie.

Fig. 18 zeigt die Anordnung der elektrischen Weichen und Siebe bei der Mehrfachtelephonie.[1]) Hierbei ist angenommen, daß die Leitung zur Übermittlung von vier Gesprächen dient, von denen eins in gewöhnlicher Weise, d. h. mit niederfrequenten Strömen übertragen wird. Die drei übrigen werden mittels hochfrequenter Trägerströme befördert, die in den Generatoren G_1, G_2, G_3 erzeugt werden und denen in M_1, M_2, M_3 die Sprache überlagert wird. Die Siebe S_1, S_2, S_3 lassen nur das jeweils nötige Frequenzspektrum auf die Leitung übertreten; alle etwa außerdem in G und M erzeugten überflüssigen Nebenschwingungen schneiden sie ab. Die aus Kondensatorkette K und Drosselkette D bestehende elektrische Weiche besorgt die saubere Trennung der hochfrequenten Ströme von den niederfrequenten. Auf der Empfangsseite liegen hinter K wiederum Siebketten S_1, S_2 und S_3, welche die Verteilung der hochfrequenten Spektralbereiche an die zugehörigen Empfangsapparate E_1, E_2, E_3 bewirken.

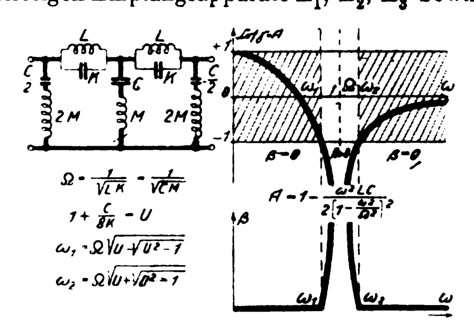


Fig. 19. Wellenschlucker.

Endlich ist noch der sogenannte Wellenschlucker zu erwähnen, das ist ein zur Siebkette reziproker Kettenleiter (Fig. 19). Er ist überall durchlässig, ausgenommen für einen gewissen Frequenzbereich, dessen Breite durch geeignete Bemessung des Kettenleiters eingestellt werden kann. Den Wellenschlucker benutzt man zur Absorption eines Störstromes, der sich innerhalb eines eng begrenzten Frequenzbereiches bewegt.

Ein mechanisches Modell des Kettenleiters.

Von H. Wigge, Cöthen.

Das Modell des Kettenleiters, welches ich vorführen werde, besteht aus zehn Kettengliedern, die aus Federn und Pendeln zusammengebaut sind. Durch einige Handgriffe lassen sich diese Kettenglieder so abändern, daß die Hauptformen des Kettenleiters dargestellt werden können.

Bekannt ist das mechanische Modell der homogenen Leitung, welches aus vielen gleichen gegen die Schwere ausgeglichenen Pendeln besteht, die durch Federn gekoppelt sind.[1]) Das ist eigentlich

[1]) Gleichartige Anordnungen haben Blackwell und Colpitts kürzlich beschrieben (Journ. of the Amer. Inst. of El. Eng. 1921, S. 301, 410, 516).

[1]) Breisig, E.T.Z. 1915, S. 521, Deutsch ebenda S. 545.

schon ein Kettenleiter, die Spulenleitung. Den veränderlichen elektrischen Größen: Elektrizitätsmenge Q, Stromstärke J und Spannung V entsprechen dabei Drehwinkel φ, Winkelgeschwindigkeit $d\varphi/dt$ und Drehmoment D, während die elektrischen Konstanten: Ohmscher Widerstand R, Selbstinduktion $\mathfrak{L}$ und Kapazität C durch Reibung ρ, Trägheitsmoment K und den reziproken Wert der Direktionskraft F der Feder wiedergegeben werden.

Läßt man für die Pendel nur kleine Drehwinkel zu, so kann man für das Drehmoment des unausgeglichenen Pendels setzen

$$D = D_0 \varphi ,$$

wo D_0 das maximale Drehmoment bedeutet. $1/D_0$ stellt dann einen weiteren Repräsentanten der Kapazität dar, von dem ebenfalls im Modell Gebrauch gemacht wird.

Die Differentialgleichung für einen Stromkreis aus Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität, dem eine E.-M.-K. V aufgezwungen wird, lautet

$$V = iR + \mathfrak{L}\frac{di}{dt} + \frac{1}{C}\int i\,dt, \qquad (1)$$

die entsprechende Gleichung für ein Pendel, das ein Drehmoment D erfährt, lautet

$$D = \rho\frac{d\varphi}{dt} + K\frac{d^2\varphi}{dt^2} + F\varphi . \qquad (2)$$

Hierbei ist F die Summe aus dem maximalen Drehmoment und der Direktionskraft der Feder, die etwa das Pendel in der Ruhelage festhalten will. In vektorieller Schreibweise lautet die erste Gleichung

$$\mathfrak{B} = J\left(R + i\omega\mathfrak{L} + \frac{1}{i\omega C}\right) = J\mathfrak{R}, \qquad (3)$$

wenn man eine sinusförmige E.-M.-K. annimmt.

Analog kann man mit der Gleichung (2) verfahren. Wir setzen

$$\frac{d\varphi}{dt} = \Omega$$

und betrachten die Winkelgeschwindigkeit Ω ebenfalls als Vektor, der mit der Winkelgeschwindigkeit ω rotiert. Dann wird bei sinusförmigem Drehmoment

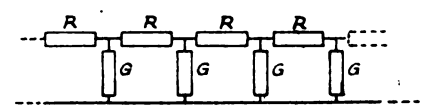
$$\vartheta = \Omega\left(\rho + i\omega K + \frac{1}{i\omega}F\right) = \Omega\cdot\mathfrak{R}'. \qquad (4)$$

Man kann danach den Klammerausdruck als „gerichteten Bewegungswiderstand" auffassen. Der reziproke Wert

$$\frac{1}{\mathfrak{R}'} = \mathfrak{G}'$$

gilt dann als „Bewegungsleitfähigkeit".

Den Reihenwiderständen $\mathfrak{R}$ des Kettenleiters (Fig. 1) entsprechen die „Bewegungswiderstände" der Pendel des Modells und den Nebenschlüssen $\mathfrak{G}$ die Kopplungsvorrichtungen $\mathfrak{G}'$.



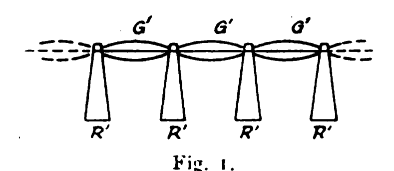


Fig. 1.

Über die Nebenschlüsse fließt ein Teil des Stromes ab; entsprechend geht in den Kopplungsvorrichtungen ein Teil der Winkelgeschwindigkeit verloren.

Wir betrachten nun einen Teil des Modells, der aus dem $n-1$ ten und dem n ten Pendel sowie der Kopplungsvorrichtung zwischen beiden besteht (Fig. 2). Ω_{n-1} und Ω_n sind die Winkelgeschwindigkeiten beider Pendel. ϑ_{n-1}' ist das Drehmoment, das an das $n-1$ te Pendel, ϑ_n' das, welches an das n te Pendel angreift, also das Drehmoment der Kopplungsvorrichtung.

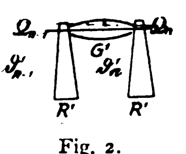


Fig. 2.

Es ist dann

$$\vartheta_n' = \vartheta_{n-1}' - \Omega_{n-1}\mathfrak{R}'$$
$$\vartheta_n'\mathfrak{G}' = \Omega_{n-1} - \Omega_n .$$

Setzen wir nun

$$\vartheta_{n-1}' - \tfrac{1}{2}\Omega_{n-1}\mathfrak{R}' = \vartheta_{n-1}$$

und

$$\vartheta_n' - \tfrac{1}{2}\Omega_n\mathfrak{R}' = \vartheta_n .$$

So folgt

$$\vartheta_n + \tfrac{1}{2}\Omega_n\mathfrak{R}' = \vartheta_{n-1} + \tfrac{1}{2}\Omega_{n-1}\mathfrak{R}' = \Omega_{n-1}\mathfrak{R}'$$

und

$$\vartheta_{n-1} - \vartheta_n = \tfrac{1}{2}\mathfrak{R}(\Omega_n + \Omega_{n-1}) \qquad (5)$$
$$\Omega_{n-1} - \Omega_n = \mathfrak{G}'(\vartheta_{n-1} - \tfrac{1}{2}\Omega_{n-1}\mathfrak{R}'). \qquad (6)$$

Diese Gleichungen entsprechen nun durchaus den Differenzengleichungen des Kettenleiters zweiter Art. Auf ähnliche Weise lassen sich auch die Gleichungen für die mechanische Kette erster Art entwickeln, die dem elektrischen Vorbild ebenso entsprechen.

Über das Schalten der Bewegungswiderstände ist noch einiges zu sagen. Wie im elektrischen Stromkreis durch alle in Serie geschalteten Wider-

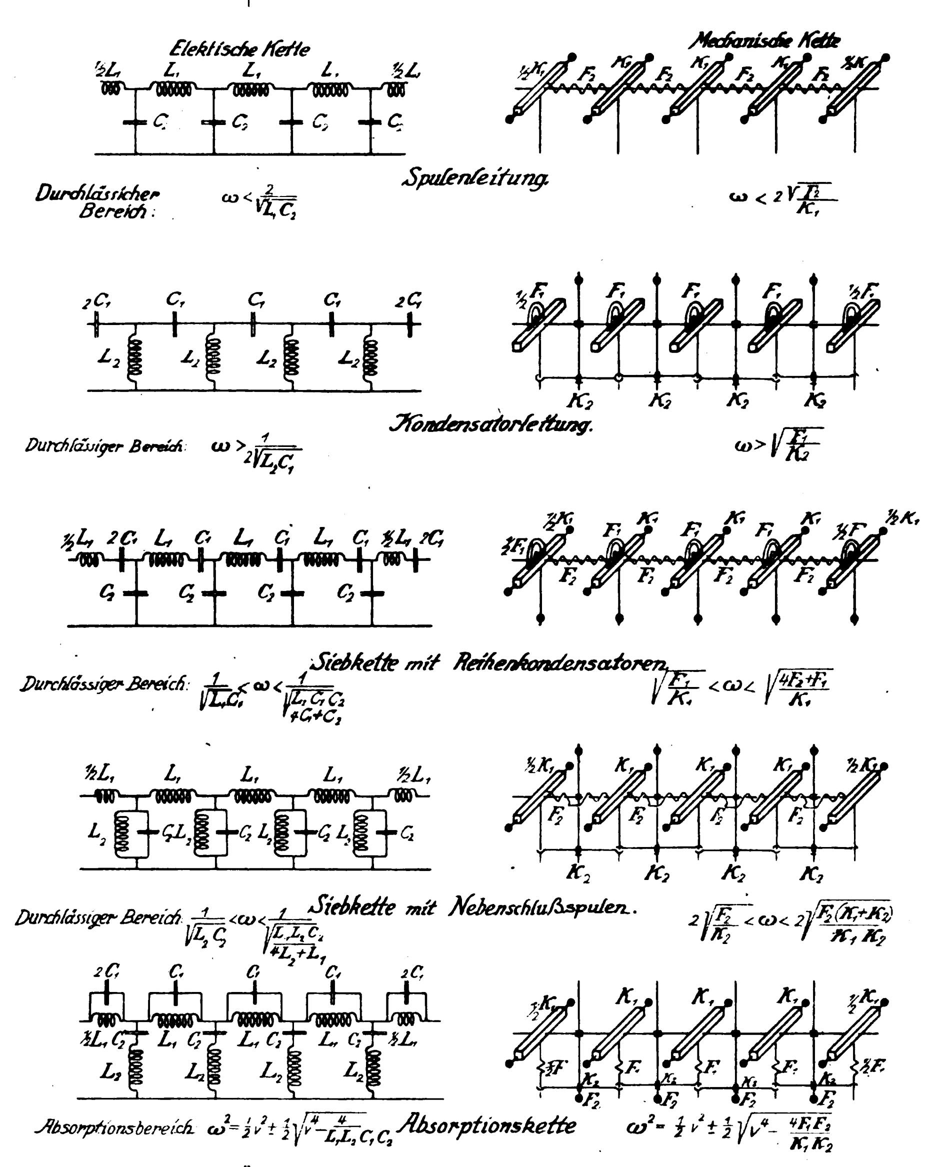


Fig. 3. Übersichtstabelle über die bekannten Kettenleiterformen.

stände dieselbe Elektrizitätsmenge fließt, müssen im mechanischen Modell alle in Serie geschalteten Bewegungswiderstände gleichzeitig dieselbe Drehung ausführen. Bei parallel geschalteten Widerständen muß dann entsprechend die Gesamtablenkung gleich der Summe der Drehwinkel der einzelnen Bewegungswiderstände sein, was man z. B. durch Aneinanderhängen mehrerer Pendel erreichen kann.

In der folgenden Tabelle (Fig. 3) sind die wichtigsten Kettenleiter und ihre mechanischen Modelle schematisch dargestellt. Der Index 1 bezeichnet die Reihenschaltung, der Index 2 den Nebenschluß.

a) Die Spulenleitung.

Das Modell der Spulenleitung ist schon erwähnt. Die Kette wird undurchlässig für

$$\omega > 2\sqrt{\frac{F_2}{K_1}}.$$

b) Die Kondensatorleitung (Fig. 4).

Die Pendel werden durch auf der Achse befestigte Spiralfedern in der Ruhelage festgehalten. Diese Spiralfedern entsprechen den Reihenkondensatoren. Die Kopplung geschieht durch lange Kopplungspendel, die in der Mitte zwischen je zwei Pendeln so auf die Achse aufgesetzt sind, daß sie sich in derselben Weise um die Achse drehen können wie die Pendel. Die Kopplungspendel tragen am unteren Ende einen horizontal drehbaren Doppelarm, der an jedem Ende ein Auge besitzt, in welchem die Pendelstange gleitet.

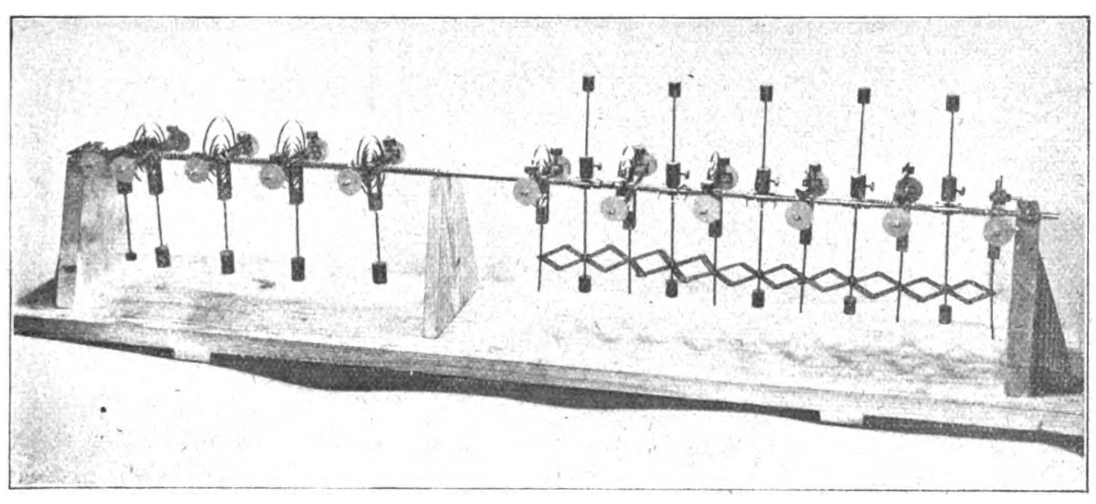


Fig. 4.

Diese Doppelarme sind storchschnabelartig ausgebildet, damit sie sich reibungslos verlängern und verkürzen können. Das Kopplungspendel trägt oberhalb der Achse ein Gegengewicht, welches gestattet, das Pendel gegen die Schwere auszugleichen, so daß es kein Drehmoment besitzt. Werden zwei benachbarte Pendel um die Winkel φ_{n-1} und φ_n abgelenkt, so erfährt das Kopplungspendel zwischen ihnen eine Drehung um $\frac{\varphi_{n-1}+\varphi_n}{2}$. Das Trägheitsmoment des Dreharms um die Pendelachse kann vernachlässigt werden. Die kinetische Energie des Kopplungspendels ist dann

$$E_K = \frac{K_2}{8}\left(\frac{d\varphi_{n-1}}{dt} + \frac{d\varphi_n}{dt}\right)^2.$$

Das der Nebenschlußspule $\mathfrak{L}_2$ entsprechende Trägheitsmoment ist also $K_2/4$. Die Kette wird undurchlässig für

$$\omega < \sqrt{\frac{F_1}{K_2}}.$$

In Wirklichkeit entspricht diese mechanische Kette nicht ganz dem elektrischen Vorbild, weil die Pendel auch noch Trägheit besitzen. Im elektrischen Schaltschema würde das bedeuten, daß noch Spulen $\mathfrak{L}_1$ in Serie mit den Kondensatoren C_1 zu schalten sind. Das äußert sich so, daß die Kette für Frequenzen, die oberhalb $1/\sqrt{\mathfrak{L}_1 C_1}$ liegen, wieder undurchlässig wird. Nun ist beim Modell das Trägheitsmoment der unausgeglichenen Pendel so klein, daß diese Frequenz nicht erreicht werden kann.

c) Die Siebkette mit Reihenkondensatoren.

Die Reihenkondensatoren werden wie bei dem Modell der Kondensatorleitung durch Spiralfedern dargestellt, die an der Achse befestigt sind und die Hebel angreifen. Sonst ist die Anordnung wie bei dem Modell der Spulenleitung. Der durchlässige Bereich ergibt sich aus

$$\sqrt{\frac{F_1}{K_1}} < \omega < \sqrt{\frac{4F_2 + F_1}{K_1}}.$$

d) Die Siebkette mit Nebenschlußspulen.

Bei dieser Kette bestehen die Reihenwiderstände nur aus Spulen. Die Pendel des Modells dürfen also nur Trägheit besitzen, das heißt, sie müssen gegen die Schwere ausgeglichen und von den Spiralfedern gelöst werden. Die Kopplung zwischen den einzelnen Gliedern geschieht kapazitiv und induktiv. Beim Modell sind also sowohl die Kopplungspendel als auch die Kopplungsspiralfedern anzubringen, wie bei dem Kondensator- und Spulenleitungsmodell. Die Kopplungsspiralfedern besitzen eine Ausbuchtung, um die Pendel nicht zu stören, sie greifen also um die Kopplungspendel herum.

Der durchlässige Bereich dieser Kette wird gefunden aus

$$2\sqrt{\frac{F_2}{K_2}} < \omega < 2\sqrt{F_2 \cdot \frac{K_1 + K_2}{K_1 K_2}}.$$

e) Die Absorptionskette.

Eine Absorptionskette, also einen Kettenleiter, der einen bestimmten Frequenzbereich nicht hindurchläßt, bekommt man elektrisch nach dem Schaltschema der Fig. 3. Wenn man die Ohmschen Widerstände außer acht läßt, erhält man

$$\mathfrak{R} = \frac{i\omega\mathfrak{L}_1}{1 - \omega^2 C_1 \mathfrak{L}_1}$$

$$\mathfrak{G} = \frac{i\omega C_2}{1 - \omega^2 C_2 \mathfrak{L}_2}$$

$$\mathfrak{Cof}\,\gamma = 1 - \frac{1}{2}\,\frac{\omega^2 \mathfrak{L}_1 C_2}{(1 - \omega^2 C_1 \mathfrak{L}_1)(1 - \omega^2 C_2 \mathfrak{L}_2)} = A.$$

Nun wird $\beta = 0$ für $A < 1$. Die Frequenzen, welche den Absorptionsbereich begrenzen, ergeben sich dann aus

$$\omega^2 = \tfrac{1}{2}\nu^2 \pm \tfrac{1}{2}\sqrt{\nu^4 - \frac{4}{\mathfrak{L}_1 \mathfrak{L}_2 C_1 C_2}},$$

wo

$$\nu^2 = \frac{1}{\mathfrak{L}_1 C_1} + \frac{1}{\mathfrak{L}_2 C_2} + \frac{1}{4 C_1 \mathfrak{L}_2}.$$

Auch diese Kette läßt sich mechanisch durch das Modell wiedergeben. Der Parallelschaltung von $\mathfrak{L}_1$ und C_1 entspricht eine Anordnung, bei der die Pendelstange des Pendels ersetzt ist durch eine Feder, an welche der Dreharm des Kopplungspendels angreift. Die Serienschaltung $\mathfrak{L}_2 C_2$ wird sehr einfach realisiert durch ein Drehmoment, welches man dem Kopplungspendel durch ein am unteren Ende angeschraubtes Zusatzgewicht erteilt. Ist P das Gewicht und a sein Abstand von der Drehachse, so läßt sich für kleine Drehwinkel die potentielle Energie des Kopplungspendels darstellen durch

$$Ep = \frac{P_a}{8}(\varphi_{n-1} - \varphi_n)^2,$$

dem Kondensator C_2 entspricht also hier das Drehmoment $\frac{P_a}{4} = \frac{F_2}{4}$. Der Absorptionsbereich ergibt sich aus

$$\omega^2 = \tfrac{1}{2}\nu^2 \pm \tfrac{1}{2}\sqrt{\nu^4 - \frac{4 F_1 F_2}{K_1 K_2}},$$

wo

$$\nu^2 = \frac{F_1}{K_1} + \frac{F_1 + F_2}{K_2}.$$

Rein sinusförmige Bewegungen kann man erzielen mittels motorischen Antriebs, wenn man den Zapfen eines Antriebspendels in einer geeignet gestalteten Ausnehmung einer auf der Achse des Motors befestigten Scheibe gleiten läßt. Doch kann man die typischen Erscheinungen auch sehr einfach durch Handantrieb erreichen, wenn man zwei Metronome auf die beiden kritischen Frequenzen einstellt, die man aus den leicht meßbaren Konstanten des Modells berechnen kann. Man hat so zwei Frequenzmarken, nach denen man sich richten kann.[1])

Zur Theorie der Spulenleitungen.

Von Ulfilas Meyer.

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

Für die Einschaltung von Spulen in Fernsprechleitungen zur Verminderung der Dämpfung haben zuerst Heaviside und Pupin[2]) praktisch brauchbare Regeln gegeben, weswegen solche Leitungen auch meist als Pupinleitungen bezeichnet werden. Bei der Aufstellung dieser Regeln ging Pupin von der Frage aus: unter welchen Bedingungen entspricht die mit Spulen belastete Leitung einer homogenen mit gleicher Gesamtinduktivität? Unsere Kenntnis über die Eigenschaften solcher Leitungen hat sich unterdessen erheblich vermehrt und wir wissen heute, daß die von Pupin gestellte Frage garnicht die wesentliche ist, sondern daß es bei der Bemessung des Spulenabstandes hauptsächlich darauf ankommt, auch für die Obertöne die Dämpfung nicht zu stark werden zu lassen. Aber auch jetzt kann man noch nicht behaupten, daß wir die Verhältnisse vollkommen klar durchschauen. Um weitere Klarheit zu gewinnen, empfiehlt es sich daher, einmal von einem ganz anderen Gesichtspunkt aus, die Aufgabe anzugreifen; gerade durch die Betrachtung von verschiedenen Seiten her gewinnt man am besten ein deutliches Bild.

Es liegt nun sehr nahe, die Ausgangsfrage einmal folgendermaßen zu stellen: Wie muß die Größe der Spulen bei gegebenem Abstand bemessen werden, damit die Dämpfung der Leitung ein Minimum wird? Um diese Frage zu beantworten, brauchen wir nur einen Leitungsabschnitt, von der Länge des Spulenabstandes s zu betrachten, in dessen Mitte sich eine Spule befindet. Ein solcher Abschnitt entspricht, da er symmetrisch ist, einer homogenen Leitung und die für ihn berechneten Eigenschaften gelten demgemäß ohne weiteres auch für eine aus beliebig vielen solchen Abschnitten zusammengesetzte Leitung. Die Charakteristik und die Fortpflanzungskonstante der unbelasteten Leitung bezeichnen wir in gebräuchlicher Weise mit $\mathfrak{Z} = Z e^{i\varphi}$ und $\gamma = \beta + i\alpha$, während für die belastete Leitung gestrichene Buchstaben benutzt werden sollen. Die Spule habe die Selbstinduktion L_0 und die Zeitkonstante τ, so daß ihr Wechselstromwiderstand $\omega L_0 \left(i + \frac{1}{\omega\tau}\right)$ ist. Nach den Gesetzen über zusammengesetzte Leitungen gilt dann die Gleichung:

$$\mathfrak{Cof}\,\gamma' s = \mathfrak{Cof}\,\gamma s + \frac{\omega L_0}{2\mathfrak{Z}}\left(i + \frac{1}{\omega\tau}\right)\mathfrak{Sin}\,\gamma s \;{}^{1)} \quad (1)$$

oder bei Trennung des Reellen vom Imaginären

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{Cof}\,\beta' s \cos\alpha' s &= \mathfrak{Cof}\,\beta s \cos\alpha s - \frac{\omega L_0}{2Z} \\ &\quad (m\,\mathfrak{Sin}\,\beta s \cos\alpha s + n\,\mathfrak{Cof}\,\beta s \sin\alpha s) = M \\ \mathfrak{Sin}\,\beta' s \sin\alpha' s &= \mathfrak{Sin}\,\beta s \sin\alpha s - \frac{\omega L_0}{2Z} \\ &\quad (m\,\mathfrak{Cof}\,\beta s \sin\alpha s - n\,\mathfrak{Sin}\,\beta s \cos\alpha s = N, \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

---

[1]) Das Modell wurde hergestellt vom Institutsmechaniker Lickefett am Polytechnikum Cöthen.

[2]) Heaviside, Electromagnetic Theorie, Bd. 1, S. 445; Pupin, D.R.P. 151972.

[1]) Es ist dies dieselbe Gleichung, die von Campbell benutzt wird, um die Abhängigkeit der Dämpfung von der Frequenz bei Spulenleitungen abzuleiten, siehe K. W. Wagner, Sonderheft der Telegr. und Fernsprechtechnik 1920, S. 24, Gleichung 53.

wobei

$$m = -\sin\varphi - \frac{1}{\omega\tau}\cos\varphi \quad \text{und} \quad n = \cos\varphi - \frac{1}{\omega\tau}\sin\varphi$$

ist. Setzen wir ferner die rechten Seiten dieser beiden Gleichungen zur Abkürzung gleich M und N wie angegeben, so ist

$$\mathfrak{Cof}\, 2\beta' s = M^2 + N^2 + \sqrt{(M^2+N^2+1)^2 - 4M^2}. \quad (3)$$

Daraus erhält man durch Differentiation nach L_0 als Bedingung dafür, daß β' ein Minimum wird

$$\left.\begin{aligned}\left(M\frac{\partial M}{\partial L_0} + N\frac{\partial N}{\partial L_0}\right)\left(N\frac{\partial M}{\partial L_0} - M\frac{\partial N}{\partial L_0}\right) \\ + \frac{\partial M}{\partial L_0}\frac{\partial N}{\partial L_0} = 1.\end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Durch Einsetzen der Werte von M und N gelangt man schließlich zu dem Wert, den man der Selbstinduktion geben muß, damit die Dämpfung am kleinsten wird.

Die Durchführung der Rechnung ist etwas umständlich, es empfiehlt sich sie schrittweise unter Einführung weiterer geeignet zu wählender Hilfsgrößen auszuführen. Hier kann von einer Wiedergabe des Rechnungsganges abgesehen werden; als Resultat ergibt sich für die Größe der Selbstinduktion, die die geringste Dämpfung verursacht:

$$L_0 = \frac{2Z}{\omega}\,\frac{mn}{m^2+n^2}\,\frac{\mathfrak{Cof}\, 2\beta s - \cos 2\alpha s}{n\,\mathfrak{Sin}\, 2\beta s - m\sin 2\alpha s}. \quad (5)$$

Der Minimalwert der Dämpfung selbst berechnet sich durch Einsetzen dieses L_0 in Gleichung (2) zu

$$\mathfrak{Cof}\, 2\beta' s = \frac{n^2\,\mathfrak{Cof}\, 2\beta s + m^2\cos 2\alpha s}{m^2+n^2}. \quad (6)$$

Durch (5) ist die oben gestellte Frage beantwortet, und zwar ist bei der Berechnung bisher keinerlei Vernachlässigung vorgenommen worden, die erhaltenen Formeln gelten vollkommen streng. Wenn nun auch diese Formeln in Anbetracht der komplizierten Verhältnisse überraschend einfach sind, so ist ihr Inhalt doch immerhin noch etwas schwer zu übersehen. Wir wollen daher zunächst für kleine s die Hyperbel- und Kreisfunktionen durch Reihen ersetzen, die nach dem zweiten oder dritten Glied abgebrochen sind, wir erhalten dann, wenn wir gleichzeitig die Größen α, β usw. in den elektrischen Grundgrößen: Widerstand R, Ableitung A, Selbstinduktion L und Kapazität K ausdrücken

In (6a) bleibt der zweite mit s^2 multiplizierte Teil der eckigen Klammer bei wachsendem s noch lange klein gegen den ersten Teil, so daß mit großer Annäherung, so lange s nur nicht zu groß wird, die Beziehung gilt

$$\beta'^2 = \frac{\left(A + \frac{K}{\tau}\right)\left(R - \frac{L}{\tau}\right)}{1 + \frac{1}{\omega^2\tau^2}}. \quad ^{1)}$$

Dies Ergebnis bestätigt die bisherige Erfahrung, nach der das Minimum der Dämpfung sehr flach ist, so daß ganz erhebliche Abweichungen in der Selbstinduktion von dem günstigsten Wert nur wenig ausmachen. Wir werden nämlich gleich sehen, daß L_0 ganz wesentlich von s abhängt. Wenn s von Null aus langsam wächst, so ändert sich der Zähler der rechten Seite von (5a) zunächst nur sehr wenig, da $\frac{s^2}{3}(AR - \omega^2 LK)$ klein gegen 1 bleibt; im Nenner wird hingegen das Glied mit s^2 sehr bald von der Größenordnung des Gliedes $A + \frac{K}{\tau}$ und zwar hauptsächlich wegen des Faktors $R\omega^2K^2$. Der Nenner nimmt also mit wachsendem s bald zu und L_0 wird daher rasch kleiner. Um welche Werte es sich dabei handelt, wird am besten aus einem Zahlenbeispiel hervorgehen: In eine Leitung mit den Konstanten

$$R = 11{,}5 \text{ Ohm} \quad L = 0{,}0007\ H \quad A = 1\ \mu S$$
$$K = 0{,}0450\ \mu F$$

seien Spulen mit der Zeitkonstante $\tau = 0{,}03$ eingeschaltet, dann ist der günstigste Wert der Selbstinduktion der Spulen bei einer Kreisfrequenz $\omega = 5000$ nach (5a) für $s = 0$, $\frac{L_0}{s} = 0{,}206\ H$, während für $s = 2$ km nur $\frac{L_0}{s} = 0{,}162$ für $s = 5$ km sogar nur $\frac{L_0}{s} = 0{,}0690$ sich ergibt. Man sieht hieraus, daß es nicht angeht, bei der Berechnung

1) Die hier für $s = 0$ sich ergebenden Formeln, weichen von den sonst (z. B. Lüschen, Telegr. u. Fernsprechtechnik 1920, S. 90) gegebenen etwas ab, das rührt daher, daß die letzteren aus der Näherungsformel für β abgeleitet sind.

$$\frac{L_0}{s} = \frac{\left[(RK - AL)\left(1 - \frac{1}{\omega^2\tau^2}\right) - 2\frac{KL}{\tau} - 2\frac{AR}{\omega^2\tau}\right]\left[1 + \frac{s^2}{3}(AR - \omega^2 LK)\right]}{\left(1 + \frac{1}{\omega^2\tau^2}\right)\left\{A + \frac{K}{\tau} + \frac{s^2}{3}\left[2\left(R - \frac{L}{\tau}\right)(A^2 + \omega^2K^2) + \left(\frac{A}{\tau} - \omega^2K\right)(RK + AL)\right]\right\}} \quad (5a)$$

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{Cof}\, 2\beta' s = 1 + \frac{2s^2}{1 + \frac{1}{\omega^2\tau^2}}\left\{\left(A + \frac{K}{\tau}\right)\left(R - \frac{L}{\tau}\right) + \frac{s^2}{3}\left[\left(A + \frac{K}{\tau}\right)\left(R - \frac{L}{\tau}\right)(AR - \omega^2 LK)\right.\right. \\ \left.\left. + \frac{\omega^2(RK + AL)^2}{4}\left(1 + \frac{1}{\omega^2\tau^2}\right)\right]\right\}.\end{aligned}\right\} \quad (6a)$$

der Spulengröße den Spulenabstand zu vernachlässigen, wie es bisher gebräuchlich war, da man dabei leicht zu einer zu starken Pupinisierung der Leitung kommen kann. Allerdings ist dieser Fall bisher wohl noch nicht eingetreten, so beträgt z. B. bei den 2 mm-Adern des Rheinlandkabels[1]), dessen Werte für das obige Beispiel benutzt sind L_0/s nur 0,141 H bei $s = 1,7$ km, die Selbstinduktion bleibt also noch hinter dem für $s = 2$ km als zulässig berechneten Werte zurück. Man hat diese geringere Selbstinduktion gewählt, weil man einerseits auch etwas schlechtere Eigenschaften des Kabels (wobei besonders die Ableitung in Betracht kommt) bei der Berechnung in Rücksicht zog, und weil andererseits das Minium von β so flach ist, daß es wirtschaftlich nicht lohnt, bis an die Größe des günstigsten Wertes der Selbstinduktion heranzugehen. Wenn man diese beiden Gründe, die durchaus berechtigt sind, wirklich zur Geltung kommen lassen will, dann muß man aber wie die vorstehenden Ausführungen zeigen, die einzuschaltenden Spulen noch etwas kleiner bemessen, man gewinnt dabei den Vorteil eines größeren Spulenabstandes.

Bisher beschränkten sich unsere Betrachtungen auf eine Frequenz, wir wollen nun auch den Einfluß der Frequenz aus (5a) abzuleiten suchen. Dabei muß berücksichtigt werden, daß die Ableitung A der Frequenz angenähert proportional ist, während die übrigen elektrichen Grundgrößen als unabhängig davon betrachtet werden können. Aus dem Anwachsen von A folgt zunächst, daß L_0/s für $s = 0$ mit steigender Frequenz abnimmt; wenn die Selbstinduktion für eine Frequenz in bezug auf ihren günstigen Wert berechnet ist, so ist dieser Wert für höhere Frequenzen also zu groß. Diese Tatsache ist allgemein bekannt, denn die Dämpfung einer Pupinleitung wächst mit steigender Frequenz und zwar von einem gewissen ω an so stark, daß dann praktisch überhaupt keine Wellen mehr durchgelassen werden. Aber dies rührt nicht nur von der Ableitung her, sondern bei höheren Frequenzen machen sich auch die Glieder mit s^2 immer stärker bemerkbar, da die am meisten in Betracht kommenden Faktoren darin ω^2 enthalten. Auch hier wird man die Verhältnisse am besten an Hand eines Zahlenbeispieles erkennen. Nimmt man an, daß die Ableitung der schon vorher betrachteten Leitung bei $\omega = 10000$ $2\,\mu S$ beträgt, so berechnet sich die günstigste Selbstinduktion bei $s = 0$ für diese Frequenz zu $\frac{L_0}{s} = 0,1469\ H$, bei $s = 2$ km geht dieser Wert aber jetzt fast auf die Hälfte zurück, es ist dann $\frac{L_0}{s} = 0,0777\ H$. Dieser Umstand läßt es sehr schwierig erscheinen, Leitungen für hohe Frequenzen mit nennenswerten Erfolg zu pupinisieren.

Unsere Resultate decken sich im allgemeinen mit den bisher bekannten, bei denen der endliche Spulenabstand ja auch in gewisser Weise berücksichtigt ist, durch den Faktor $\sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}$, wo ω_0 die Grenzfrequenz ist. In einem Punkte, der Größe der günstigsten Selbstinduktion der Spulen, ergeben sich aber doch Unterschiede, die wie wir gesehen haben, recht beträchtlich werden können. Die Näherungsmethoden liefern zwar die Größe der Dämpfung mit genügender Genauigkeit, die Lage des Minimums der Dämpfung in Abhängigkeit von der Spulengröße wird jedoch trotzdem durch die Näherungsmethoden erheblich verschoben; die Erklärung für diesen scheinbaren Widerspruch liegt in der Flachheit des Minimums. Bei der Berechnung von Leitungen kommt es im Enderfolg nun allerdings hauptsächlich auf die erreichte Dämpfung an, die Größe der Spulen spielt aber mit Rücksicht auf die Kostenfrage eine sehr große Rolle. Wie schon oben erwähnt geht man aus wirtschaftlichen Gründen bei der Belastung der Leitungen mit Sebstinduktion nicht bis an die theoretisch günstigste Grenze heran, eine Verschiebung dieser Grenze nach kleineren Werten der Selbstinduktion, wie sie aus der vorliegenden strengen Theorie folgt, kann daher in gewissen Fällen von erheblicher Bedeutung sein.

Der Unterschied der Resultate erklärt sich daraus, daß bei den bisherigen Ableitungen die Kapazität des Kabels als punktförmig eingeschaltet in Rechnung gestellt wurde, während hier ihre stetige Verteilung berücksichtigt ist. In erster Annäherung kann man die Kapazität einer Leitung als punktförmig nur dann ansehen, wenn man sich gleichzeitig ein Drittel des Leitungswiderstandes der Kapazität vorgeschaltet denkt.[1]) Dadurch tritt dann eine scheinbare Vergrößerung der Ableitung As um $\frac{Rs\,\omega^2 K^2 s^2}{3}$ auf, die auch bei kleinem s schon beträchtlich wird; für $s = 2$ ergibt sich z. B. für die oben genannte Leitung bei $\omega = 5000$ eine scheinbare Vergrößerung des $As = 2 \cdot 10^{-6}$ um $1,55 \cdot 10^{-6}$. Unter Berücksichtigung dieses Umstandes kann man auch durch die gebräuchliche Art der Rechnung zu einer besseren, und sogar sehr weitgehenden Annäherung an die strengen, hier entwickelten Formen gelangen.

Wir wollen nun auf die Gleichungen (5) und (6) selbst zurückgehen. Aus ihnen folgt, daß es bei jedem Spulenabstand, sei er auch noch so groß, möglich ist, die Dämpfung für eine bestimmte

[1]) Lüschen, E. T. Z. 1913, S. 31.

[1]) Siehe U. Meyer, E. T Z. 1920, S. 171.

Frequenz durch Einschaltung von Spulen, deren Größe durch (5) bestimmt ist, herabzusetzen. Allerdings wird die erzielte Verminderung der Dämpfung bei großem Abstand recht klein; in (6) ist schließlich das zweite Glied gegen das erste zu vernachlässigen, so daß

$$e^{2\beta' s} = \frac{n^2}{m^2 + n^2} e^{2\beta s}$$

oder

$$\beta' = \beta - \frac{1}{2s} \ln \frac{m^2 + n^2}{n^2}.$$

Es scheint auf Grund einiger ausgeführter Rechnungen, als ob β' mit wachsendem s dauernd zunimmt, aus der Formel ist das nicht ohne weiteres zu ersehen. Immerhin läßt sich bei nicht allzu großen Abständen, die aber doch über das bisher gebräuchliche Maß beträchtlich hinausgehen, noch eine merkliche Verbesserung der Leitung erzielen. So würde z. B. durch Einschaltung von Spulen in 10 km Abstand in ein Kabel mit 2 mm Adern von der Art des Rheinlandkabels die Dämpfung auf weniger als die Hälfte herabgedrückt werden können; dabei ist der Rechnung eine Frequenz von 10000 zugrunde gelegt, damit ein ausreichender Frequenzbereich hindurchgelassen wird. Eine derartige Pupinisierung kann unter Umständen für längere Flußkabel oder ähnliches in Betracht kommen, wobei die Spulen an die Enden des Kabels zu legen wären; mit sehr geringen Mitteln würde ein immerhin ins Gewicht fallender Vorteil zu erreichen sein, denn auch die Charakteristik würde sich dabei günstiger gestalten. Auch für längere Teilnehmerleitungen könnte eine solche Maßregel vielleicht Wert haben.

Man bezeichnet bei Pupinleitungen den Wert

$$\omega_0 = \frac{2}{\sqrt{Ks(L_0 + Ls)}}$$

als Grenzfrequenz[1]) und nimmt an, daß die darüber liegenden Frequenzen so stark gedämpft werden, daß sie praktisch nicht mehr durchgelassen werden. Bei großen Spulenabständen kann diese Beziehung nicht mehr gelten, denn man kann s ja größer als $\frac{2}{\omega\sqrt{LK}}$ wählen; das ist auch nach der Art ihrer Ableitung verständlich, wobei die zu beiden Seiten der Spulen liegenden Kabelstücke als Kapazitäten mit vorgeschalteter Selbstinduktion angenommen sind. Um diese Betrachtung etwas strenger durchzuführen, muß man annehmen, daß Kapazität und Selbstinduktion der Leitung stetig verteilt sind, Widerstand und Ableitung sollen aber auch jetzt noch als verschwindend klein betrachtet werden. Unter diesen Annahmen wird die Dämpfung der Leitung Null, während

$$\alpha = \omega\sqrt{KL} \quad \text{und} \quad \beta = \sqrt{\frac{L}{K}}$$

wird. Diese Werte in Gleichung (1) eingesetzt ergibt, wenn auch der Widerstand der Spule gleich Null gesetzt wird,

$$\mathfrak{Cof}\,\gamma' s = \cos \alpha s - \frac{\omega L_0}{2}\sqrt{\frac{K}{L}} \sin \alpha s, \quad (7)$$

oder

$$\mathfrak{Cof}\,\gamma' s = \cos \alpha s - \frac{\alpha L_0}{2L} \sin \alpha s.$$

Die Dämpfung dieser Spulenleitung ist also Null, so lange die rechte Seite der Gleichung zwischen $+1$ und -1 beträgt, während für alle anderen Werte die Dämpfung endlich und zwar meist sehr groß wird. Die beiden Grenzgleichungen

$$\left.\begin{array}{l} \cos \alpha s - \frac{\alpha L_0}{2L} \sin \alpha s = 1 \\ \cos \alpha s - \frac{\alpha L_0}{2L} \sin \alpha s = -1 \end{array}\right\} \quad (8)$$

lassen sich in die vier Formeln zerlegen

$$\left.\begin{array}{ll} \frac{\alpha L_0}{2L} = -\operatorname{tg}\frac{\alpha s}{2}, & \sin\frac{\alpha s}{2} = 0, \\ \frac{\alpha L_0}{2L}\operatorname{tg}\frac{\alpha s}{2} = 1, & \cos\frac{\alpha s}{2} = 0, \end{array}\right\} \quad (9)$$

wobei α proportional ω ist. Diese Gleichungen haben unendlich viel Wurzeln; eine solche Leitung läßt also nicht nur, wie man bisher annahm, einen Frequenzbereich von 0 bis ω_0 hindurch sondern unendlich viele. Wie man aus den rechten Gleichungen (9) leicht ersieht, ist β' immer Null, wenn $\alpha s = n\pi$ ist, d. h. die Durchlässigkeitsbereiche liegen in der Nähe der Frequenzen, für die der Spulenabstand ein Vielfaches einer halben Wellenlänge ist. Wenden wir dies Ergebnis auf die Leitung mit endlichen Verlusten an, so läßt sich sagen: die Dämpfung nimmt mit wachsender Frequenz nicht dauernd zu, sondern hat unendlich viele Maxima und Minima. Allerdings nimmt, wie nähere Untersuchungen zeigen, die Größe der Minima im allgemeinen immer weiter zu, so daß die Dämpfung bei den höheren „Durchlässigkeitsbereichen" wohl immer oberhalb der Dämpfung der nicht pupinisierten Leitung liegt, die Bezeichnung Durchlässigkeitsbereich gilt also nicht im wörtlichen Sinn. Wenn αs größer als $n\pi$ ist, sind dagegen auch die ersten n Maxima noch kleiner, als die Dämpfung der ursprünglichen Leitung, so daß die Grenzfrequenz nicht durch das erste Maximum bestimmt ist. Wenn

$$2n\pi \leqq \alpha s < (2n+1)\pi,$$

[1]) Siehe z. B. bei Wagner, Sonderheft der Telegraphen- und Fernsprechtechnik 1920, S. 28.

so ergibt sich die Grenzfrequenz angenähert aus der Wurzel der Gleichung

$$\frac{\alpha L_0}{2L} \operatorname{tg} \frac{\alpha s}{2} = 1,$$

die zwischen $2n\pi$ und $(2n+1)\pi$ liegt, während, wenn $(2n-1)\pi \leqq \alpha s < 2n\pi$, die Wurzel der Gleichung

$$\frac{\alpha L_0}{2L} = - \operatorname{tg} \frac{\alpha s}{2}$$

in Betracht kommt, die zwischen $(2n-1)\pi$ und $2n\pi$ liegt.

Zum Schluß sei noch erwähnt, daß sich ganz ähnliche Betrachtungen auch für den Fall durchführen lassen, daß die Selbstinduktion als Brücke zur Leitung eingeschaltet wird, und ebenso für den allgemeinen Fall der gleichzeitigen Einschaltung von Brücken- und Pupinspulen. Unter den letzteren Verhältnissen gilt für das Minimum der Dämpfung folgende Bedingungsgleichung zwischen der Selbstinduktion L_1 der Pupinspulen und der Selbstinduktion L_2 der Brückenspulen, wenn beide dieselbe Zeitkonstante τ haben:

$$m n (\operatorname{Cof} 2\beta s - \cos 2\alpha s)\left(1 + \frac{L_1}{2L_2}\right)$$
$$= (m^2+n^2)(n \operatorname{Sin} 2\beta s - m \sin 2\alpha s)\frac{\omega L_1}{2Z}\left(1+\frac{L_1}{4L_2}\right)$$
$$+ (n \operatorname{Sin} 2\beta s + m \sin 2\alpha s)\frac{Z}{2\omega L_2}.$$

Aus ihr läßt sich sowohl die Gleichung (5), wie die entsprechende für Brückenspulen allein ohne weiteres ablesen. Das Bemerkenswerteste ist, daß das Minimum der Dämpfung in allen Fällen den gleichen durch (6) gegebenen Wert hat.

Warum kann man Starkstromleitungen nicht durch Pupinspulen, Fernsprechleitungen nicht durch Paralleldrosseln verbessern?

Von H. Barkhausen, Dresden.

Bekanntlich wird bei allen Fernübertragungen die überbrückbare Entfernung im wesentlichen durch die Kapazität der Leitungen begrenzt. In der Starkstromtechnik verursacht sie die starken Ladeströme, die bald die Größe der eigentlichen Belastungsströme erreichen und überschreiten und dann den Betrieb einer längeren Leitung aus wirtschaftlichen Gründen unmöglich machen. In der Fernsprechtechnik spielen zwar solche wirtschaftlichen Gründe keine Rolle; geht man doch oft so weit, daß von der am Anfang hereingeschickten Leistung am Ende der Leitung nur noch etwa der tausendste Teil wieder herauskommt. Aber etwas muß doch auch hier herauskommen, und es ist wieder die Kapazität, die die starke Dämpfung hervorruft und dadurch längere Leitungen unmöglich macht.

Man hat daher schon seit langem nach Mitteln gesucht, diesen störenden Einfluß der Kapazität zu vermindern, und auch zwei solche Mittel gefunden. Das eine besteht darin, daß man den kapazitiven Ladestrom, den man sich durch Kapazitäten C (Fig. 1) zwischen Hin- und Rückleitung

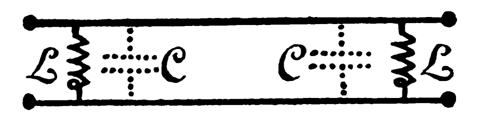


Fig. 1.

fließend denken kann, durch einen gleich großen induktiven Strom kompensiert, indem man parallel zur Kapazität zwischen die Leitungen eine entsprechend große Drosselspule L schaltet. Dies Mittel wird bei Starkstromleitungen verwandt, indem man den Transformatoren an den Enden der Leitung absichtlich einen größeren Leerlaufstrom gibt, falls nicht schon Generator und Verbraucher an sich genügend Induktivität besitzen. — Das andere Mittel besteht in der Einschaltung von Drosselspulen in die Fernleitung selbst (Fig. 2),

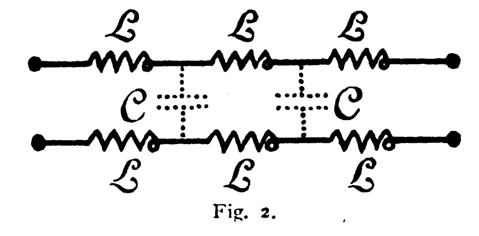


Fig. 2.

und der große Erfolg, den die „Pupinleitungen" in der Fernsprechtechnik gehabt haben, ist allgemein bekannt.

Es ist nun schon oft die Frage aufgeworfen worden, ob man nicht auch Starkstromleitungen durch Pupinspulen oder Fernsprechleitungen durch Paralleldrosseln verbessern kann. Es hat sich aber immer praktisch gezeigt, daß das nicht möglich ist. Woher kommt nun dieser praktische Unterschied zwischen Starkstrom- und Fernsprechleitungen, während doch theoretisch allgemein beide Probleme in gleicher Weise als Fernleitung von Wechselströmen behandelt werden?

Diese Frage ist für die Fernsprechleitungen am schnellsten beantwortet. Die Kompensation der Kapazitätswirkung durch eine Paralleldrossel gemäß Fig. 1 ist ein Resonanzphänomen. Die Drossel muß genau abgestimmt sein, und die Kompensationswirkung tritt dann nur für die Resonanzfrequenz ein. Soll der Ladestrom auf den zehnten Teil heruntergedrückt werden, darf die Frequenz nicht mehr als 5% von der Resonanzfrequenz

abweichen. Die Fernsprechströme sind nun aber durchaus keine sinusförmigen Wechselströme von einer bestimmten Frequenz, sie umfassen vielmehr ein großes Frequenzbereich, und bei den Konsonanten handelt es sich sogar um einzelne Impulse oder die Art, wie der Wechselstrom ansteigt oder abfällt. Man kann daher bei Fernsprechströmen durchaus nicht wie bei sinusförmigen Wechselströmen die Wirkungen einer Kapazität durch eine Induktivität kompensieren, weder in Reihen- noch in Parallelschaltung! Davon kann man sich auch durch einen Versuch leicht überzeugen.[1]) Die Sprache wird praktisch kaum lauter, sondern nur in der Klangfarbe verzerrt, da eine bestimmte Frequenz vor allen anderen besonders gut durchgelassen wird.

Wodurch kommt dann aber die große Verbesserung der Fernsprechleitungen durch Pupinspulen? Wird doch fast allgemein die Wirkung der Pupinspulen auch als eine Kompensation der kapazitiven Ladeströme aufgefaßt. Diese Auffassung ist aber falsch! Die Pupinspulen besitzen keine Kompensations- oder Resonanzwirkung. Die Induktivität braucht durchaus nicht genau abgestimmt zu werden, die Wirkung ist vielmehr zunächst um so besser, je größer die Induktivität gemacht wird. Auch erstreckt sich die Verbesserung auf Wechselströme aller Frequenzen, sogar auf einzelne Stromimpulse und Wanderwellen, wenn nur die Induktivität hinreichend gleichmäßig über die Leitung verteilt wird. — Das Wesen der Pupinspulen liegt darin, daß durch sie die Charakteristik, das Verhältnis von Spannung zu Stromstärke auf langen Leitungen, erhöht wird und dadurch die gleiche Leistung mit höherer Spannung und geringerer Stromstärke übertragen wird. Es ist derselbe Grund, warum der Starkstromtechniker bei allen größeren Kraftübertragungen auf hohe Spannungen herauftransformieren muß. Hierdurch sinken bekanntlich die Stromstärke und die damit verbundenen Stromverluste im Leitungskupfer. Andererseits steigen freilich die Spannungsverluste, hervorgerufen durch schlechte Isolation oder Verluste im Dielektrikum. Praktisch sind aber die Stromverluste zunächst weit überwiegend, so daß zunächst eine erhebliche Verbesserung erzielt wird. Schließlich ist aber die Grenze dadurch gegeben, daß man durch weitere Verminderung der Stromverluste nicht mehr gewinnt, als man durch das Anwachsen der Spannungsverluste verliert. Genau dasselbe gilt für Fernsprechleitungen. In der bekannten Formel für die Dämpfung

$$\beta = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2}\sqrt{\frac{L}{C}}$$

rührt das erste Glied von den Stromverlusten im Widerstand R, das zweite von den Spannungsverlusten in der Ableitung G her. Bei normalen Leitungen ist das erste Glied weit größer, so daß man β durch Vergrößern von L wesentlich verringern kann. Dabei wächst aber gleichzeitig das zweite Glied, die Spannungsverluste, und diese würden bei zu weitem Vergrößern von L schließlich die Stromverluste übersteigen. Das bekannte Minimum für β liegt da, wo beide Glieder gleich groß sind, eine Verminderung der Stromverluste gleich der damit verbundenen Erhöhung der Spannungsverluste wird.[1])

Warum kann man nun aber die erwünschte Spannungserhöhung bei Starkstromleitungen nur durch Transformation, bei langen Fernsprechleitungen nur durch Erhöhung der Charakteristik hervorrufen? Das liegt daran, daß bei Starkstromleitungen aus wirtschaftlichen Gründen stets die eigentlichen Belastungsströme gegenüber den Ladeströmen den Ausschlag geben, daß die Leitungen „mathematisch kurz" bleiben müssen. Fernsprechleitungen sind dagegen im allgemeinen „mathematisch lang", bei ihnen tritt der Belastungsstrom gegenüber den Ladeströmen vollständig zurück, wie schon anfangs bemerkt wurde. Wenn von 1000 Teilen hereingeschickter Leistung 999 in der Leitung verloren gehen und nur 1 Teil am Ende entnommen werden kann, macht es natürlich für die Vorgänge auf der Leitung gar nichts aus, ob dieser Teil noch irgendwie transformiert wird. Das Verhältnis von Strom und Spannung auf der Leitung ist praktisch gar nicht mehr von der Belastung, sondern nur noch von der Charakteristik abhängig und kann daher auch nur durch die Charakteristik, d. h. durch die Induktivität der ganzen Leitung verändert werden. Wollte man aber auch in der Starkstromtechnik Pupinspulen in die Leitung einschalten, so würden diese hier auch von dem ganzen Belastungsstrome durchflossen werden und so nur den an sich schon lästigen induktiven Spannungsabfall auf der Leitung noch mehr erhöhen. Durch Transformation kann man dagegen den Belastungsstrom und somit hier auch den Strom und seine Verluste in der ganzen Leitung herabsetzen. Man sieht: Nur bei „langen" Leitungen, bei denen der Belastungsstrom gegenüber dem Leerlaufstrom verschwindet, hat das Einschalten von Pupinspulen einen Zweck. Bei „kurzen" Leitungen wird die gleiche Wirkung

[1]) Dieser Versuch bildet seit 10 Jahren eine Anfängeraufgabe im Schwachstrompraktikum an der Technischen Hochschule Dresden.

[1]) Ähnliche Gedankengänge hat schon F. Lüschen in „Telegraphen- und Fernsprech-Technik", 1919, S. 90, ausgesprochen.



besser durch Transformatoren erzielt. Starkstromleitungen sind aus wirtschaftlichen Gründen nie „lang". Fernsprechfernleitungen sind meistens „lang", können aber natürlich auch „kurz" sein.

Dies Beispiel zeigt, wie ein und dasselbe Problem in der Stark- und Schwachstromtechnik ein ganz anderes Aussehen erhält, und wie wichtig es ist, die Denkweise des Starkstromtechnikers und die des Schwachstromtechnikers in gleicher Weise zu pflegen.

Leistungsmessungen an Telephonen.

Von H. Carsten.

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

Die Theorie des Telephons ist in letzter Zeit mehrfach Gegenstand eingehender Untersuchungen gewesen; es ist dabei gezeigt worden, wie man über die Eigenschaften eines Fernhörers Aufschluß erhält, wenn man seine sogenannte Resonanzkurve ermittelt, mit anderen Worten, wenn man die Frequenzabhängigkeit der von dem Hörer aufgenommenen elektrischen Leistung mißt. Die Möglichkeit, fertig vorliegende Hörer exakt beurteilen zu können, ist eine wichtige Nutzanwendung dieser Messungen.

Wir knüpfen an die Differentialgleichungen des Telephons von Poincaré an:

$$m \frac{d^2 x}{d t^2} + r \frac{d x}{d t} + \alpha x = M i . \qquad (1)$$

$$R_0 i + L_0 \frac{d i}{d t} + M \frac{d x}{d t} = E . \qquad (2)$$

Die erste der beiden Gleichungen beschreibt die mechanischen Vorgänge: die am Rande eingespannte Telephonmembran ist ersetzt gedacht durch eine in der Membranmitte befindliche Masse m, x bedeutet die Auslenkung des Massenpunktes aus der Ruhelage, t die Zeit. Demnach stellt das erste Glied links die Beschleunigungskraft dar; r bedeutet den Bewegungswiderstand der Membran, $r \frac{d x}{d t}$ also die Widerstandskraft. Wir nennen ferner α die Federungszahl, in ihr ist der Einfluß der Vormagnetisierung mitenthalten; αx ist die elastische Gegenkraft. Diesen Kräften hält die Größe $M i$, welche die Kopplung des mechanischen Systems mit dem elektrischen System wiedergibt, das Gleichgewicht. M ist eine elektromechansche Konstante, i der Strom in der Wicklung des Telephons. Die zweite Gleichung zeigt die elektrischen Vorgänge: R_0 ist der Verlustwiderstand, Ohmscher Widerstand zuzüglich Eisenverlustwiderstand, L_0 ist die Leerlaufsinduktivität, wobei unter Leerlauf der Zustand Membran in Ruhe zu verstehen ist. Der Spannungsabfall in der Wicklung $R_0 i$ zusammen mit den durch Strom und Membranbewegung induzierten Spannungen

$$L_0 \frac{d i}{d t} \quad \text{und} \quad M \frac{d x}{d t}$$

halten der Klemmenspannung E das Gleichgewicht.

Die analytische Behandlung wird übersichtlicher, wenn wir zur Verwendung komplexer Rechengrößen übergehen. Wir setzen:

$$E = E_0 e^{j \omega t}; \; i = I_0 e^{j \omega t}; \; x = X e^{j \omega t}; \; j = \sqrt{-1} .$$

Dann ist:

$$X [(\alpha - m \omega^2) + j \omega r] = M J_0 . \qquad (3)$$

$$J_0 (R_0 + j \omega L_0) + j \omega M X = E_0 . \qquad (4)$$

Die Zusammenfassung dieser Gleichungen liefert nach Elimination von X den Scheinwiderstand des Telephons:

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{Z} = \frac{E_0}{J_0} = R_0 + \frac{r \omega^2 M^2}{(\alpha - m \omega^2)^2 + \omega^2 r^2} \\ + j \omega \left(L_0 + \frac{(\alpha - m \omega^2) M^2}{(\alpha - m \omega^2)^2 + \omega^2 r^2} \right) . \end{aligned} \right\} \qquad (5)$$

Wir wollen folgende Abkürzungen einführen:

$$\frac{r \omega^2 M^2}{(\alpha - m \omega^2)^2 + \omega^2 r^2} = R'; \quad \frac{(\alpha - m \omega^2) M^2}{(\alpha - m \omega^2)^2 + \omega^2 r^2} = L';$$

$$R = R_0 + R'; \quad L = L_0 + L' .$$

Handelt es sich nun darum, die Frequenzabhängigkeit des Scheinwiderstandes experimentell zu ermitteln, was beispielsweise mit Hilfe einer Brückenmethode möglich ist, so wird man zweckmäßig den Strom J_0, der die Wicklung durchfließt, während der ganzen Meßreihe konstant halten. Man erreicht damit einmal, daß die Schwingungsweite der Membran nur von der Frequenz abhängt, da die anderen in der betreffenden Gleichung vorkommenden Größen im wesentlichen Konstanten sind. Weiterhin ergibt sich auf diese Weise Proportionalität zwischen Widerständen und Leistungen, so daß wir uns auf die Betrachtung der Widerstände beschränken können. Wie man sieht, erhalten Widerstand R_0 und Induktivität L_0 infolge der Membranbewegung je ein Zusatzglied R' bzw. L', die beide von der Frequenz stark abhängig sind. Bei $\omega = \omega_0 = \sqrt{\frac{\alpha}{m}}$ tritt Resonanz ein, es erreicht R' einen Maximalwert, während L' verschwindet.

Die Aufnahme der Resonanzkurve vermittelt uns nun zunächst die Kenntnis der Größen R und L. Es kommt jetzt darauf an, durch weitere Messungen die Trennung von R_0 und R' bzw. L_0 und L' durchzuführen, wobei auch zugleich die Bestimmung der Wirbelstrom- und der Hysterese-

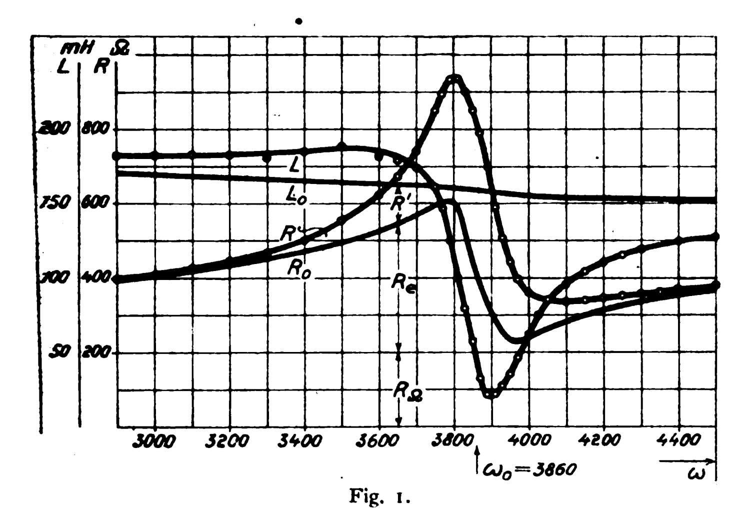


Fig. 1.

verluste möglich wird. Hierzu dient die Leerlaufmessung; die Telephonmembran wird in ihrer Ruhelage festgeklemmt, so daß sie keine Leistung aufnimmt. R' und L' bleiben dauernd Null, und man mißt als Widerstand R_0 und als Induktivität L_0. Für die folgenden Betrachtungen sei jetzt als unabhängige Veränderliche die dem Kraftfluß proportionale Größe E/ω eingeführt — E ist die elektromotorische Kraft — für deren Berechnung die Beziehung besteht:

$$\frac{E}{\omega} = \frac{J}{\omega}\sqrt{\omega^2 L_0^{\,2} + (R_0 - R_\Omega)^2}.$$

Mißt man nun unter Beibehaltung einer bestimmten Frequenz Widerstand und Induktivität des Telephons, während der Strom J verändert wird, so kann aus den Meßwerten die Abhängigkeit der Eisenverluste $W_e = J^2(R_0 - R_\Omega)$ von E/ω berechnet werden. Wir denken uns dies für zwei Frequenzen ω_1 und ω_2 durchgeführt. Da die Hystereseverluste der Frequenz proportional ansteigen, die Wirbelstromverluste aber mit dem Quadrat anwachsen, so können die Eisenverluste W_{e_1} und W_{e_2} analytisch dargestellt werden durch die nachstehenden Beziehungen:

$$\left.\begin{aligned} W_{e_1} = W_{H_1} + W_{W_1} = \omega_1 k_1\left(\frac{E}{\omega}\right) \\ + \omega_1^{\,2} k_2\left(\frac{E}{\omega}\right). \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

$$\left.\begin{aligned} W_{e_2} = W_{H_2} + W_{W_2} = \omega_2 k_1\left(\frac{E}{\omega}\right) \\ + \omega_2^{\,2} k_2\left(\frac{E}{\omega}\right). \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

k_1 und k_2 sind Funktionen von E/ω, sie ergeben sich als Wurzeln dieser Gleichungen:

$$k_1 = \frac{W_{e_1}\omega_2^{\,2} - W_{e_2}\omega_1^{\,2}}{(\omega_2 - \omega_1)\,\omega_1\,\omega_2}; \quad k_2 = \frac{W_{e_2}\omega_1 - W_{e_1}\omega_2}{(\omega_2 - \omega_1)\,\omega_1\,\omega_2}.$$

Die Hysterese- und Wirbelstromverluste bei Leer-

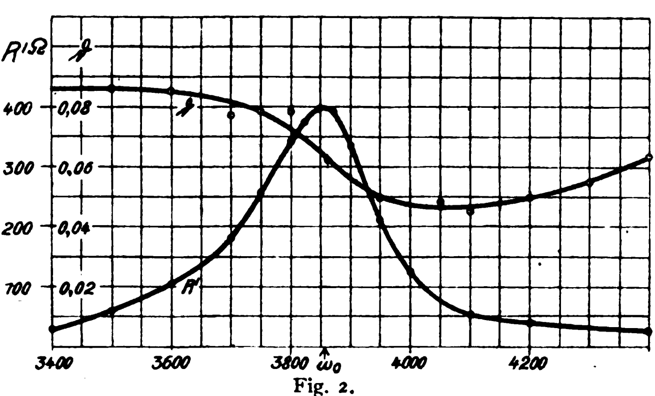


Fig. 2.

lauf sind somit bekannt; um die bei der Aufnahme der Resonanzkurve vorhanden gewesenen Eisenverluste zu erhalten, muß man zunächst den entsprechenden Wert E/ω berechnen, und sodann etwa aus einem Schaubild die zugehörigen Werte von W_{H_1} und W_{W_1} entnehmen; die Umrechnung auf die richtige Frequenz erfolgt gemäß den Beziehungen:

$$W_H = W_{H_1}\frac{\omega}{\omega_1} \quad \text{und} \quad W_W = W_{W_1}\frac{\omega^2}{\omega_1^{\,2}}.$$

In ähnlicher Weise muß die Leerlaufinduktivität umgerechnet werden. Die Messung ergibt im wesentlichen lineare Abhängigkeit vom Kraftfluß, so daß die nachstehenden Ansätze gelten:

$$L_0{}' = k_1{}' + k_2{}' \cdot \frac{E}{\omega} \quad \text{für} \quad \omega = \omega_1\,,$$

$$L_0{}'' = k_1{}'' + k_2{}'' \cdot \frac{E}{\omega} \quad \text{für} \quad \omega = \omega_2\,.$$

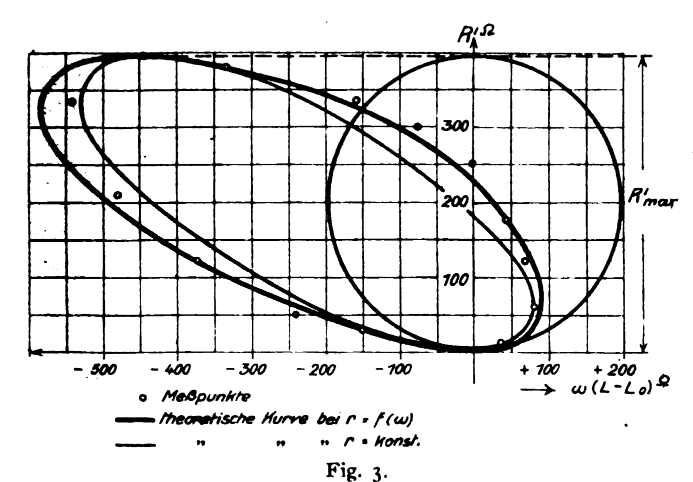


Fig. 3.

Die Anfangswerte k_1 sind ihrerseits linear von ω abhängig, dagegen bleibt die Neigung k_2 der beiden Geraden konstant. Hat man k_1 und k_2 ermittelt, so kann L_0 für jeden Punkt der Resonanzkurve berechnet werden:

$$L_0 = k_0 + k\,\omega + k_2 \cdot \frac{E}{\omega}. \qquad (8)$$

In Fig. 1 sehen wir nunmehr als Ergebnis einer ausgeführten Messung die Resonanzkurve. Als

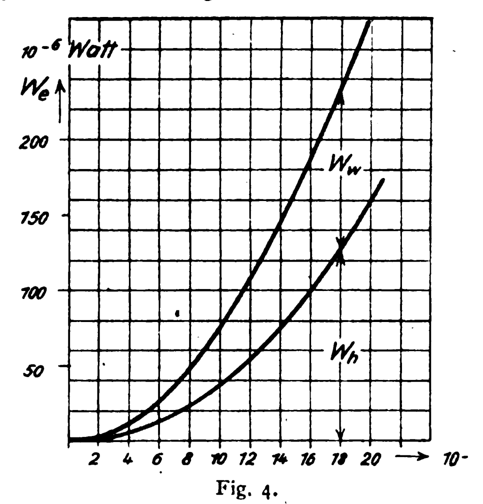


Fig. 4.

Abszisse ist die Frequenz aufgetragen, der Gesamtwiderstand R und die Gesamtinduktivität L waren bei freier Membran gemessen, R_0 und L_0 ergaben sich durch Auswertung der Leerlaufmessung. Bemerkenswert ist der Verlauf des Verlustwiderstandes R_0: während er sich in Entfernung von der Resonanzstelle asymptotisch dem Widerstand R nähert, wo also die Membran fast keine Leistung aufnimmt, erfährt er an der Resonanzstelle selber eine starke Änderung. Infolgedessen wird der Maximalwert des Nutzwiderstandes R' im allgemeinen nicht mit dem Maximum des Gesamtwiderstandes zusammenfallen. In Fig. 2 ist noch einmal der von der Membranbewegung abhängige Teil des Widerstandes R' sowie die aus der Resonanzkurve berechnete Dämpfung $\mathfrak{d}$ als Funktion der Frequenz aufgetragen. Auffällig ist, daß sich $\mathfrak{d}$ mit der Frequenz ändert, während diese Größe eigentlich konstant bleiben müßte.

Schuld daran sind die bisher unberücksichtigt gebliebenen Wirbelströme in der Membran, welche durch die Bewegung der Membran entstehen. Bevor wir uns deshalb davon überzeugen, ob die in Fig. 1 wiedergegebene Resonanzkurve auch wirklich den zu erwartenden Verhältnissen entspricht, müssen wir unsere anfänglichen Überlegungen noch etwas ergänzen. Wir stellen hierzu eine kleine Überschlagsrechnung an. Es sei eine Korrektionsgröße L_k eingeführt, welche den Einfluß dieser Wirbelströme auf die Induktivität berücksichtige, so daß jetzt

$$L = L_0 + L' + L_k$$

zu setzen ist. Aus Gl. (5) findet man, daß

$$L' = \frac{m}{r} R' \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 \right)$$

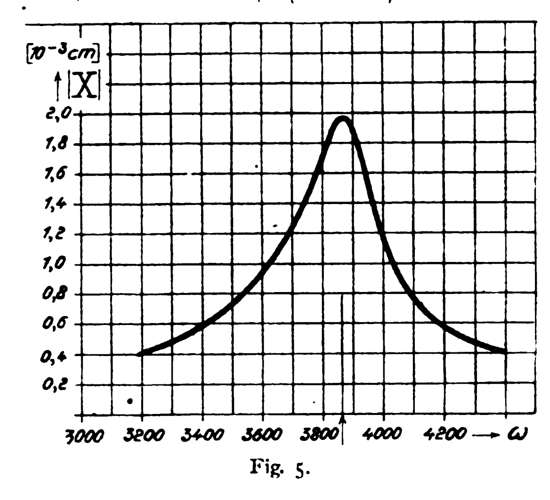


Fig. 5.

ist; analog setzen wir an

$$L_k = k \cdot \frac{m}{r} R'$$

eine Beziehung, die sich aus der exakten Untersuchung des Problems rechtfertigt, deren Entwicklung aber hier zu weit führen würde. Aus den an der Resonanzstelle gefundenen Meßwerten läßt sich die Konstante k bestimmen. Es ist für $\omega = \omega_0$:

$$L' = 0 \quad \text{und} \quad L_k = (L - L_0)_{\omega = \omega_0} = k \frac{m}{r_0} R'_{\max},$$

und man hat daher

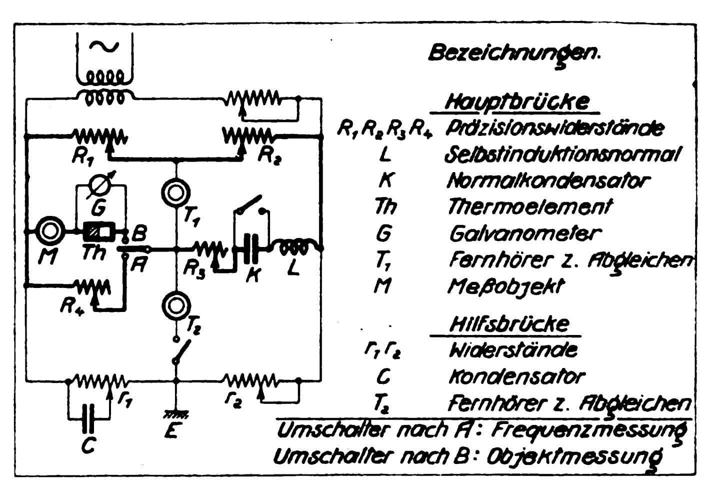


Fig. 6.

$$L_k = (L - L_0)_{\omega = \omega_0} \frac{R'}{R'_{max}} \cdot \frac{r_0}{r}.$$

Wären keine zusätzlichen Wirbelströme vorhanden, $L_k = 0$, so ergäbe sich aus den Ausgangsgleichungen eine Beziehung zwischen R' und $\omega L'$, welche lautet:

$$\left(R' - \frac{M^2}{2r}\right)^2 + \omega^2 L'^2 = \left(\frac{M^2}{2r}\right)^2;$$

das ist aber die Gleichung eines Kreises mit dem Durchmesser $R'_{max} = \frac{M^2}{r}$, wenn R' und $\omega L'$ als Ordinaten eines rechtwinkligen Koordinationssystems aufgetragen werden. In Fig. 3 sieht man zunächst den Kreis, auf welchem die Meßpunkte liegen müßten, wenn durch die Membranbewegung keine Wirbelströme in der Membran induziert würden. Berücksichtigt man sie indessen in der eben geschilderten Weise, so findet sich statt des Kreises eine — in der Figur stark gezeichnete — ellipsenartige Kurve, die sich den eingetragenen Meßpunkten gut anpaßt. Es ist noch eine Kurve gezeichnet, die sich ergeben würde, wenn man die Frequenzabhängigkeit der Dämpfung, die ja der Größe r proportional ist, vernachlässigte. Sie zeigt offensichtlich schlechtere Übereinstimmung. Aus diesen Ergebnissen ist jedenfalls zu ersehen, daß die infolge der Membranbewegung entstehenden Wirbelströme nicht zu vernachlässigen sind, und daß daher das Verschwinden der induktiven Komponente $\omega(L - L_0)$ durchaus kein Kennzeichen der Resonanz bildet.

In Fig. 4 sieht man die Eisenverluste des untersuchten Fernhörers für eine in der Nähe der Resonanz liegende Frequenz. In Fig. 5 ist die Frequenzabhängigkeit der Membranamplitude dargestellt. Sie läßt sich aus den Messungen leicht berechnen. Bei der Resonanzfrequenz ist der Ausschlag etwa fünfmal so groß als weiter außerhalb; er beträgt etwa $2 \cdot 10^{-3}$ cm.

Zum Schluß sei noch ein Schaltbild (Fig. 6) gezeigt, nach welchem solche Messung zweckmäßig erfolgen kann. Die Hauptbrücke mit den Widerstands-, Selbstinduktions- und Kapazitätsnormalen ist durch stärkere Zeichnung herausgehoben. Der das Meßobjekt durchfließende Strom wird durch ein Thermoelement Th in Verbindung mit dem Galvanometer G gemessen. Parallel zur Hauptbrücke liegt eine Hilfsbrücke nach Wagner zum Abgleichen der störenden Erdkapazitäten. Als Stromquelle kann ein Röhrensender dienen, dessen Frequenz durch einen Drehkondensator geregelt wird. Die Frequenzmessung erfolgt ebenfalls in der Brücke; sie ist außerordentlich genau, was hier besonders wichtig ist, da der Gang der Messung kleine Frequenzschritte erfordert.

Elektrische Anziehung nach Johnsen-Rahbek und ihre Anwendung.

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Dr. Erich F. Huth G. m. b. H.)

Von Karl Rottgardt.

Ende des Jahres 1917 machten die beiden dänischen Ingenieure Knud Rahbek und Alfred Johnsen in Kopenhagen eine Entdeckung, die dazu berufen scheint, in der Elektrotechnik, besonders aber auf dem Gebiete des Nachrichtenwesens eine bedeutende Rolle zu spielen.

Die wirtschaftliche Ausnutzung dieser Erfindung übernahm die Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin im Sommer 1919. In Gemeinschaft mit den Erfindern wurde in den Laboratorien der Firma an der Fortentwicklung der Erfindung und ihrer Verwertung für die Technik seitdem gearbeitet. Nachdem nun die ersten Apparate so weit gediehen sind, daß sie der öffentlichen Benutzung übergeben werden können, soll hier Näheres über den physikalischen Teil und die Apparate selbst berichtet werden:

A. Die physikalischen Erscheinungen.

1. Der grundsätzliche Versuch.

Die physikalische Erscheinung wird einen Versuch zeigen, dessen schematische Darstellung Fig. 1 gibt:

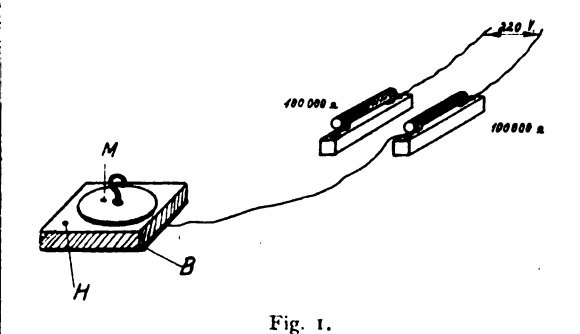


Fig. 1.

H ist ein Halbleiter, ein Stein, z. B. Solenhofener Schiefer (Lithographenstein) von etwa 20 qcm Oberfläche bei einem Gewicht von etwa 70 g. Seine untere Fläche ist mit einer festen Metallbelegung B versehen, die über einen Widerstand von 100000 Ohm an einem Pol einer Gleichstromspannungsquelle (Gleichstromnetz) von z. B. 220 Volt liegt. Auf dem Stein, dessen Oberfläche mechanisch plan geschliffen ist, liegt eine ebenfalls plane Metall(Messing-)platte M; sie kann mit dem anderen Pol der Spannungsquelle durch Anschluß an das freie Ende des zweiten 100000 Ohm-Widerstandes verbunden werden.

Hebt man die Platte M von dem Stein H ab, so haftet dieser nicht oder nur sehr geringfügig

durch Adhäsion. Verbindet man die Platte mit dem freien Ende des zweiten 100000 Ohm-Widerstandes, so daß der Gleichstromkreis geschlossen ist, so hebt man mit der Platte *M* den Stein *H*. Ja, der Stein haftet ebenso fest, wenn man statt direkter Verbindung zwischen Platte *M* und freiem Widerstandsende sich selbst einschaltet, indem man mit einer Hand die Platte *M* und mit der anderen das Widerstandsende berührt. Der Stromkreis ist dann zwischen den Spannungspolen durch Widerstände, Körper des Berührenden, Metallplatte *M*, Stein *H* mit Belegung *B* geschlossen. Erst durch Loslassen des freien Widerstandsendes oder Berührung des anderen Pols löst sich der Stein von der Platte. Während des Stromschlusses fließt ein Gleichstrom von etwa $1 \cdot 10^{-6}$ Amp. Statt eines menschlichen Körpers kann man mehrere in den Stromkreis schalten, ebenso mehrere Millionen Ohm; das Ergebnis der Anziehung bleibt das gleiche. Ebenso ist es gleichgültig, welche Polarität an Stein und Metallplatte gelegt wird. Die Anziehung ist in allen Fällen die gleiche.

Dieser Anziehungsvorgang zwischen Metall und Halbleiter bei galvanischem Stromdurchgang von geringster Stärke ist die Entdeckung Johnsen und Rahbeks.

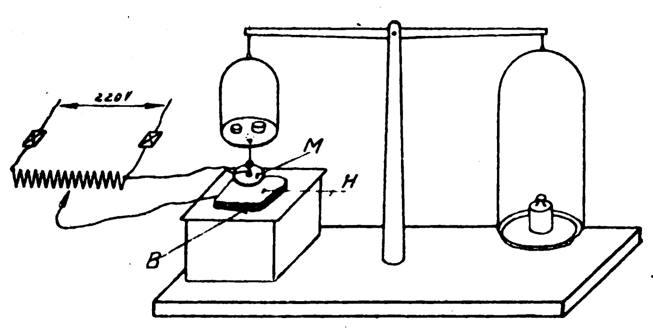


Fig. 2.

Er darf, was nahe liegen mag, nicht mit der rein elektrostatischen Anziehung verwechselt werden, was folgender Versuch (Fig. 2) zeigt, bei dem die Anziehungskraft verglichen wird, die zwei Metallbelegungen bei bestimmter Potentialdifferenz aufeinander ausüben, wenn einmal ein Isolator (Glasplatte) und dann ein Halbleiter (Solnhofener Schiefer) zwischen ihnen eingeschaltet wird.

An einer Lord Kelvinschen Potentialwage ist auf einer Seite eine auf der planen Unterseite Metallplatte *M* von 22 cm² aufgehängt. Unter der Platte *M* kann ein Halbleiterstein *H* oder eine Glasplatte, jede auf einer Seite leitend mit Metall *B* belegt und mit Anschlußleitung versehen, gelegt werden. Durch eine Potentiometeranordnung kann Gleichspannung beliebiger Höhe an Metallplatte und Stein- bzw. Glasbelegung gebracht werden.

Der Halbleiter ist Solnhofener Stein, auf einer Seite glatt poliert, etwa 20 mm dick. Die Glasplatte hat eine Dicke von 1,3 mm.

Legt man die Glasplatte unter die Metallplatte, so ist die elektrostatische Anziehungskraft so gering, daß eine Belastung von **10 g** auf der Wageschale bei Anlegung von z. B. 440 Volt die beiden Platten auseinander reißt; bei dem Halbleiter sind zur Lösung der Metallplatte **750 bis 1000 g** notwendig. Während bei Unterlegung des Isolators kein meßbarer Gleichstrom fließt, fließt bei Verwendung des Halbleiters ein Strom von $8 - 12 \cdot 10^{-6}$ Amp.

2. Erklärung der Erscheinung.

Vielleicht erklärt folgender einfacher Versuch den Vorgang:

Befeuchtet man die Oberfläche des Steines in der Verbindung nach der Fig. 1, jedoch unter Fortlassung der 100000-Ohmwiderstände, mit Alkohol und stellt dann nach Auflegen der Metallplatte *M* auf den Halbleiter *H* durch Berührung des freien Widerstandendes die Stromverbindung her, so ist keine Anziehung vorhanden; dabei fließt ein Gleichstrom von $0{,}67 \cdot 10^{-3}$ Amp. Der Alkohol verdunstet; mit zunehmender Verdunstung beginnt die Anziehung zwischen Platte und Stein, um nach vollständiger Trocknung wieder bei dem alten Stromwert $1 \cdot 10^{-6}$ Amp. auch die alte Größe zu erreichen. Der Versuch beweist, daß für den Anziehungsvorgang ausschließlich die Beschaffenheit an der Trennfläche der beiden Materialien (Halbleiterleiter) maßgebend sein muß. Bei befeuchteter Oberfläche ergab sich bei einer angelegten Spannung von 220 Volt ein Gleichstrom von $0{,}67 \cdot 10^{-3}$ Amp., so daß sich der Ohmsche Widerstand der Anordnung zu etwa 300000 Ohm berechnet. Nach Trocknen betrug der Stromwert $1 \cdot 10^{-6}$ Amp., so daß der Gleichstromwiderstand jetzt etwa 220 Millionen Ohm im Stromkreis geworden war. Es ist also an der Oberfläche der beiden Materialien ein Schichtwiderstand von solcher Größe entstanden, daß gegen ihn der übrige Kreiswiderstand vernachlässigt werden kann. Mit anderen Worten, die gesamte Spannung von 220 Volt liegt praktisch an der Trennfläche der beiden Materialien, der gesamte Potentialabfall also zwischen den beiden Materialoberflächen. Schematisch zeigt dies Fig. 3.

H ist der Halbleiter; *I* und *II* sind Metallplatten, an die die Spannung *E* angelegt ist. Im Falle rechts ist die Metallplatte *II* leitend mit dem Halbleiter *H* verbunden, im anderen Falle wie die Platte *I* nur aufgelegt. Die Trennflächen sind zur Darstellung räumlich gezeichnet.

Im Falle einseitigen festen Anschlusses ist der Hauptspannungsabfall in der Trennfläche, während

der Abfall im Halbleiter dagegen unwesentlich ist. Im anderen Fall beiderseitiger Auflage von Metallplatten teilt sich der Hauptspannungsabfall in die beiden Trennflächen, während nur ein geringer im Halbleiter auftritt.

Faßt man nun die beiden berührenden Oberflächen des Leiters und des Halbleiters als die Belegungen eines Kondensators in Luft auf, die sich in einer äußerst geringen Entfernung gegenüberstehen und gegeneinander eine Potentialdifferenz

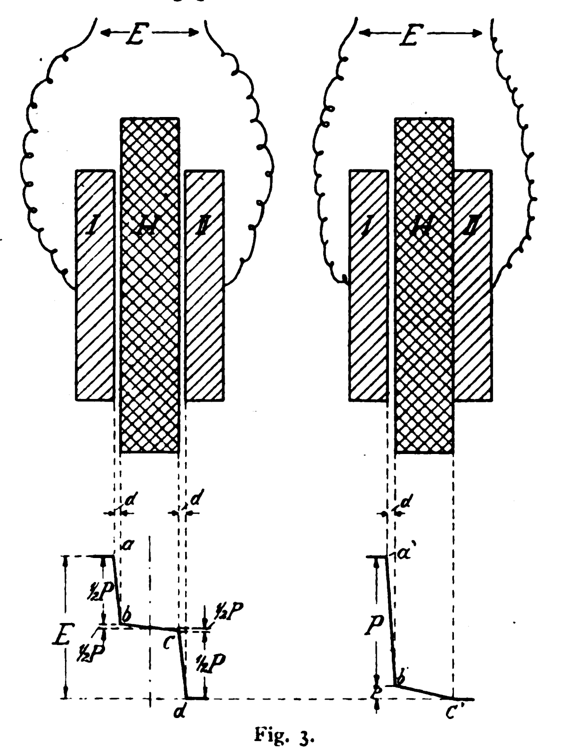


Fig. 3.

besitzen, so wird ohne weiteres die hohe Anziehungskraft, die Stein und Metallplatte aufeinander ausüben, erklärt. Der hohe Schichtwiderstand erklärt andererseits, weshalb Einschalten selbst sehr hoher Widerstände in den Gleichstromkreis, der an das System „Halbleiterleiter" angeschlossen ist, die Anziehungskraft nicht verringert, da diese Widerstände gegen den Übergangswiderstand so klein sind, daß sie die Spannungsverteilung in dem System nicht verändern, und die Spannungsdifferenz der beiden Oberflächen gegeneinander praktisch die gleiche bleibt.

3. Abhängigkeit der Anziehungskraft von der Spannung.

Zur Feststellung der Abhängigkeit der Anziehungskraft von der angelegten Spannung wurden Messungen mit der beschriebenen Wage an der erwähnten Solenhofener Schieferplatte von etwa 20 mm Dicke gegen Metallplatten vorgenommen. Die Messungen fanden so statt:

Stein und Metallplatte wurden entstäubt, eine Spannung von 420 Volt über das Potentiometer angelegt, die Metallplatte auf die Steinoberfläche gepreßt, die Wage mit einem Gewicht belastet und die angelegte Spannung mit dem Potentiometer so lange verringert, bis die Platte unter dem Einfluß des aufgelegten Gewichtes sich vom Stein löste. Aus einer Anzahl von Werten wurde der Mittelwert genommen. Die Gleichstromstärke, die bei der ersten Anlegung der 420 Volt floß, betrug zwischen 8 und $20 \cdot 10^{-6}$ Amp. Die gleiche Messung wurde für eine Reihe von verschiedenen Gewichtsbelastungen vorgenommen. Das Ergebnis in Kurvenform gibt die Abhängigkeit zwischen Spannung und Anziehungskraft. Diese Abhängigkeit wurde außerdem bei verschiedenen Größen der berührenden Oberflächen, verschiedenen Dicken der Halbleiter — die Dicke hat offenbar bei gleichem Material keinen Einfluß; sie wurde bei den Versuchen im Verhältnis 1 : 8 geändert —,

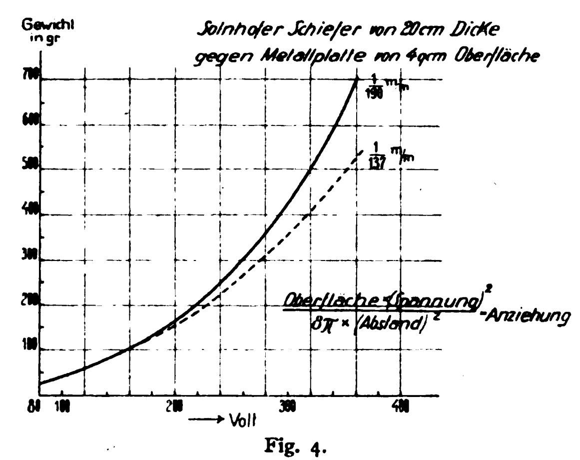


Fig. 4.

verschiedenen Materialien usw. gemessen. Die Untersuchungen darüber, sowie über die Bedeutung der Größe des Gleichstromflusses usw. sind jedoch noch nicht abgeschlossen.

Die Fig. 4 ist die voll ausgezogene Kurve, eine charakteristische Abhängigkeitskurve zwischen Anziehungskraft und Spannung. Sie ist an der Platte von Solenhofener Schiefer von eben 20 mm Dicke gegen eine Messingplatte mit einer Grundfläche von 4 cm^2 gewonnen.

Man sieht, daß die Steigerung der Spannung von 80 bis 360 Volt die Anziehungskraft, im Gewicht gemessen, von 25 auf 700 g zunimmt.

Für die Anziehung zweier Kondensatorplatten gilt die Gleichung:

$$\text{Anziehungskraft} = \frac{\text{Oberfläche} \cdot (\text{Spannung})^2}{8\,\pi \cdot (\text{Abstand der Platten})^2}.$$

Würde man das System „Halbleiterleiter" als einen Kondensator mit den beiden Materialoberflächen als Belegungen ansehen, so müßte diese

Gleichung hier ebenfalls gültig sein, die Anziehung also quadratisch mit der Spannung wachsen. Die Kurve zeigt aber, daß die Anziehung etwas stärker als quadratisch mit der Spannung zunimmt; sie müßte nach obiger Gleichung nach der gestrichelten Kurve verlaufen.

Fig. 5 zeigt eine nach anderer Meßmethode gewonnene Abhängigkeitskurve von Anziehung und

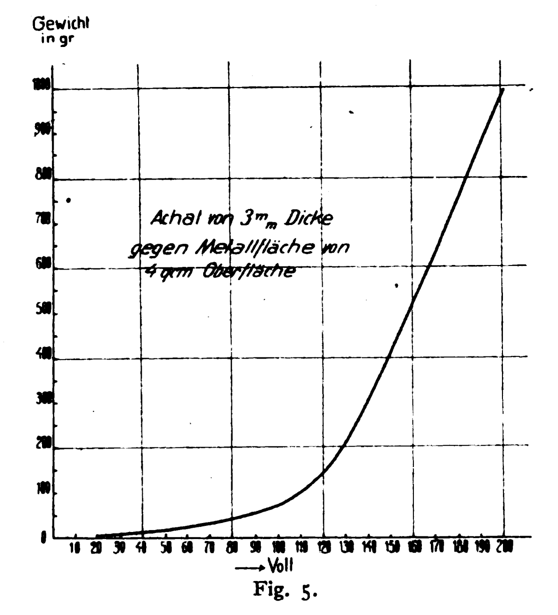


Fig. 5.

Spannung an einer Achatscheibe von etwa 3 mm Dicke gegen eine Messingplatte von 4 cm^2 Oberfläche. Während hier im Anfang die Anziehung weniger als quadratisch mit der Spannung zunimmt, steigt sie später mit mehr als der dritten Potenz gegenüber dem Anfangswert. Untersuchungen über die Ursachen dieser Verschiedenheit sind im Gange. Es ist wahrscheinlich, daß mit zunehmender Spannung der Abstand zwischen den beiden Oberflächen, die die beiden Kondensatorbelegungen bilden würden, geringer wird, und dadurch die Anziehung mehr als quadratisch mit der Spannung wächst.

Rechnet man aus den Punkten des Anfangs der Kurve (Fig. 4), die annähernd dem quadratischen Anstieg der Anziehung mit der Spannung entsprechen, den Abstand der Oberflächen aus, so kommt man zu Oberflächenabstand von $^1/_{137}$ mm, der sich bei Anlegung der hohen Spannungen auf $^1/_{190}$ mm verringert. Das System würde also bei niederen Spannungen einem Kondensator mit einem Plattenabstand von $^1/_{137}$ mm, bei den höheren einem solchen mit einem Abstand von $^1/_{190}$ mm entsprechen.

B. Die Anwendung der elektrischen Anziehung für Apparate.

Die Bedeutung der vorstehend geschilderten Entdeckung für die Elektrotechnik, insbesondere für Apparate des Nachrichtenwesens, ergibt sich von selbst: Die Anwendung des Prinzips ermöglicht es, mit äußerst geringen Strömen, bei entsprechenden Spannungen, große Kraftwirkungen auszulösen, wobei der Widerstand der Zuleitung der Ströme praktisch bedeutungslos ist. Gegenüber dem Elektromagneten hat das Prinzip den Vorteil der geringen Ströme und der Trägheitslosigkeit, wie man später sehen wird, den Nachteil, daß im allgemeinen keine anziehende Fernwirkung ausgeübt wird, obgleich auch eine solche später gezeigt wird.

Die Schwierigkeiten bei der Entwicklung des Prinzips für die Praxis sind ebenfalls sofort klar: Da es sich um Oberflächenwirkungen handelt, spielt die Beschaffenheit der Oberfläche, die in hohem Maße von den umgebenden Zuständen, wie Wetter, Feuchtigkeitsgehalt des Raumes, Temperatur, dann von Staub usw. abhängt, eine große Rolle.

Es ist jedoch gelungen, dieser Schwierigkeiten Herr zu werden.

Einteilung der bisher ausgebildeten Apparate.

Die nach dem Johnsen-Rahbekschen Prinzip bisher gebauten Apparate kann man in zwei Arten zerfallen lassen: solche,

bei denen die Halbleiter und Leiter mit ihren Flächen im Arbeitszustande aufeinander ruhen, und solche,

bei denen sie sich gegeneinander bewegen.

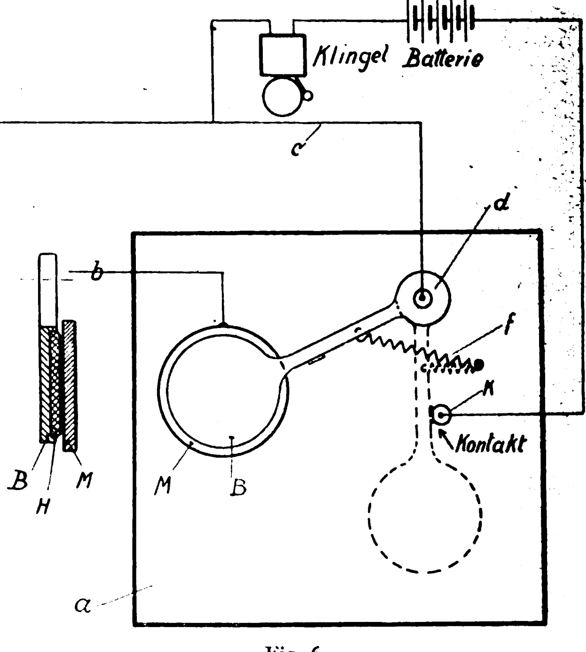


Fig. 6.

a) Apparate mit ruhenden Körpern.

1. Relais.

Die einfachste Anwendung zeigt ein Relais zur Betätigung eines Stromschlusses, z. B. von Klingeln u. a., das darauf beruht, daß die bei Vorhandensein von Spannung festgehaltenen, aus Leiter und Halbleiter bestehenden Teile bei Aufhebung der Spannung unter der Einwirkung mechanischer Kräfte (Federn) gelöst werden, so daß mit ihnen verbundene Kontakte in Tätigkeit treten.

Fig. 6 zeigt das Relais schematisch: In eine Hartgummiplatte *a* ist eine runde Metallplatte *M* fest eingelassen, an die eine der Fernleitungen *b*, durch die das Relais betätigt wird, angeschlossen ist. An einem Drehpunkt *d*, mit dem die andere Fernleitung *c* verbunden ist, ist ein Arm beweglich angebracht, der an seinem unteren Ende *B* einen Halbleiter *H* faßt, mit dem er leitend verbunden ist (siehe die Querschnittszeichnung). Eine Feder *f* sucht den Arm aus der Lage über der Metallplatte *M* zurückzuziehen. Wird der Arm mit seinem Halbleiter über die Platte *M* gedreht, und Spannung an Drehpunkt und Platte gelegt, z. B. 110 Volt, so haftet der Arm auf der Platte. Der Stromfluß aus den Fernleitungen beträgt dabei etwa $1 \cdot 10^{-6}$ Amp. Zum Halten der Platte ist also lediglich eine Leistung von $1{,}1 \cdot 10^{-4}$ Watt erforderlich. Wird der Stromfluß unterbrochen, so zieht die Feder *f* den Arm zurück und schließt den Kontakt *K'* des Klingelkreises. Zu neuer Wirkung muß das Relais neu gespannt werden, was z. B. durch Auflegen eines Telephonhörers erfolgen kann, der auf den Klingelton hin abgenommen war.

Es ist nicht nötig, die Verbindung mit der 110 Volt-Spannung zu unterbrechen, es genügt bereits, die Spannung um einige Volt, etwa 20 bis 30 Volt, zu verringern, um das Relais auszulösen. Denn bei 80 bis 90 Volt ist die Anziehung der Platten viel kleiner, daß die Feder sie voneinander zu lösen und so das Relais in Tätigkeit zu setzen in der Lage ist. Durch die Größe der Federkraft kann man demnach nach Belieben die Differenz zwischen Halte- und Loslösungsspannung beliebig wählen.

Das Modell soll lediglich das Relaisprinzip zeigen, nach dem technisch einwandfreie Relais für Stromstärken von 1 bis $10 \cdot 10^{-6}$ Amp. Empfindlichkeit gebaut werden, für die der Widerstand der Stromzuleitung praktisch bedeutungslos ist.

2. Das Elektroskop.

Eine andere Anwendung des Prinzips mit zunächst ruhenden Flächen ist das Elektroskop, das auch in anderer Bauart als Relais dienen kann.

Fig. 7 gibt eine Darstellung der prinzipiellen Form der Anwendung. *H* ist der Halbleiter, der die Form eines Keils hat, dessen eine Fläche bogenförmig geschweift ist. Mit ihm ist auf der ebenen Fläche eine Metallbelegung *II* leitend verbunden, während das sehr dünne Plättchen *I*, z. B. aus Aluminium, auf der bogenförmigen Seite des Steins auf eine kleine Länge aufgepreßt ist, so daß bei Anlegung von Spannungen der Übergangswiderstand und somit die Potentialdifferenz dort zwischen Halbleiter und Plättchen auftritt. Wird nun bei *a* und *b* Spannung zugeführt, so beginnt sich *I* von der Auflagefläche her an den Bogen des Steins anzuschmiegen. Die Bewegung des Plättchens zeigt damit das Vorhandensein von Spannung an, dient also als Elektroskop. Wird

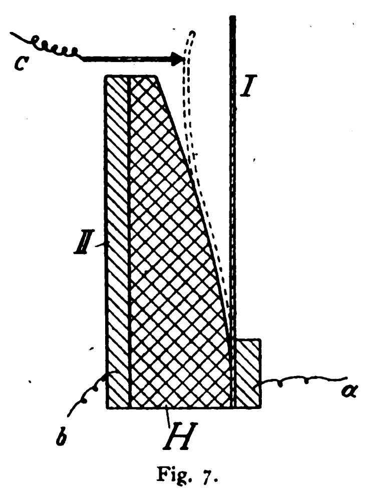


Fig. 7.

ein Kontakt *c* dem Plättchen gegenübergestellt, so kann die Einrichtung als Relais benutzt werden, das sich nach Unterbrechung der Spannung selbst wieder in seine Anfangslage zurückstellt. Es ist also ein selbstspannendes Relais im Gegensatz zu dem erstbeschriebenen, und kann damit erfolgreich in Konkurrenz mit Klappmagneten usw. treten, vor denen es die hohe Empfindlichkeit voraus hat.

Die Fig. 8 zeigt ein fertiges Elektroskop in schematischem Querschnitt und in seiner fertigen Ausführung, das für Spannungen von 60 bis 700 Volt zu verwenden ist. Zur Benutzung wird mit der unteren Metallspitze der auf seine Spannung zu untersuchende Punkt berührt, indem der Benutzende die obere Metallkappe in der Hand hält. Ist an dem Punkt Spannung vorhanden, so genügt der Strom von Metallspitze durch das im Innern befindliche System und den Körper des Berührenden zur Erde, um das Elektroskop zu betätigen: es schiebt sich ein gefärbtes Plättchen vor das Schauloch der Oberseite.

b) Apparate mit bewegten Körpern.

1. Anrufuhr.

Eine erste Anwendung, bei der die beiden Körper: Leiter und Stein gegeneinander in Be-

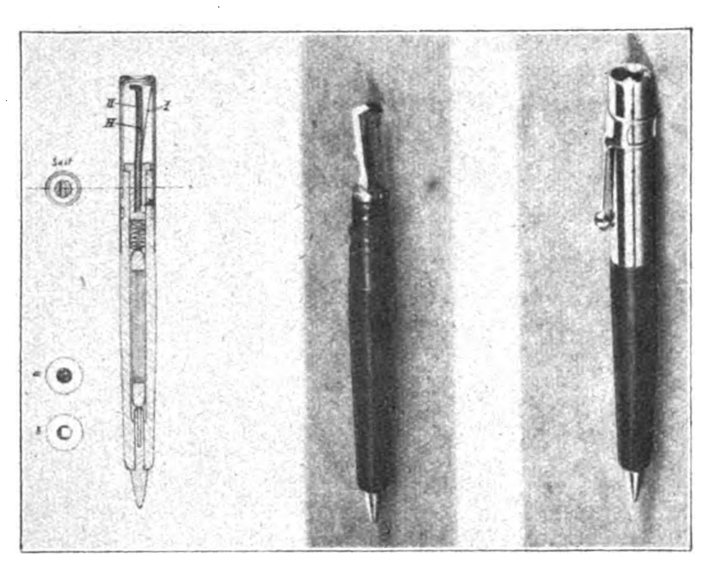


Fig. 8.

des Hebels eintritt, unterbrochen, so hört das Mitnehmen der Achatscheibe auf, durch die Metallscheibe, der Hebel fällt in seine alte Lage zurück und der Kontakt wird nicht ausgelöst. Es ist also ein Zeitrelais geschaffen, das nur wirkt, wenn eine Spannung von ganz bestimmter Zeitdauer dem Achatmetallscheibensystem zugeführt wird. Natürlich können mehrere solcher Uhranrufsysteme kombiniert werden, so daß die Auslösung der Klingel nur erfolgt, wenn eine Spannung dem System in einem ganz bestimmten Rhythmus von z. B. „5 Sekunden, Spannung, Unterbrechung. 4 Sekunden Spannung" zugeführt wird. Da nur eine Anrufstromstärke von 10^{-6} bis 10^{-5} Amp. nötig ist, kann die Anrufuhr sogar als selektives Anrufrelais für die schwachen Ströme der drahtlosen und sonstigen Hochfrequenznachrichtenübermittlung dienen.

wegung sind, ist die Anrufuhr, von der die Fig. 9 ein schematisches Bild gibt.

Mit dem Sekundenrade der Uhr dreht sich die mit ihm gekuppelte Metallplatte *M*. Auf ihr liegt die Halbleiterscheibe *H* aus Achat auf, die sich ebenfalls um eine Achse drehen kann. Hebel *h* mit seinem Gewicht *g* steht in Verbindung mit

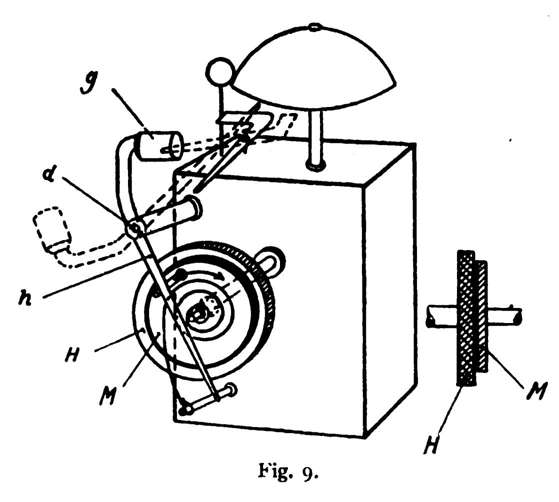


Fig. 9.

der Achatscheibe und kann sich um den Drehpunkt *d* drehen. Wird der Platte *M* und dem Halbleiter *H* Spannung zugeführt, so wird die erste die zweite unter dem Einfluß der gegenseitigen Anziehung mitnehmen. Dadurch dreht sich der Hebel *h* um den Drehpunkt *d*, und je nach Einstellung des Gewichts *g* auf den Hebel wird dieser nach einer bestimmten Sekundenzahl das Übergewicht so erhalten, daß sein Gewichtsende nach unten fällt und sein anderes Ende den Klingelkontakt auslöst. Wird die Spannungszuführung vor dem Augenblick, wo das Übergewichtgewinnen

2. Der Vibrationsschreiber.

Der Vibrationsschreiber ist (Fig. 10) vielleicht in der Lage, dem alten magnetischen Morseschreiber erfolgreich Konkurrenz zu machen: er schreibt mit größerer Geschwindigkeit bei höherer Empfindlichkeit. Seine Arbeitsweise ist so:

An dem verlängerten Vibratoranker *a* sitzt kurz vor dem Ende das Metallplättchen *M*, das auf der Halbleiterfläche *H* ruht. Diese ist auf der Unterseite leitend mit einer Metallbelegung verbunden. Am Ende des Ankers *a* sitzt der Schreibstift *s*, der auf dem unter ihm abrollenden Morsepapierstreifen aufliegt. Wird der Vibrator in Tätigkeit gesetzt, so zeichnet der Schreibstift des Ankers *s* auf dem sich bewegenden Papierstreifen einen breiten Strich, während das Metallplättchen *M* sich auf der Halbleiterfläche *H* hin- und herbewegt. Wird Spannung bzw. Strom von $5 \cdot 10^{-5}$ bis $1 \cdot 10^{-6}$ Amp. im Takte der Morsezeichen — drahtlos oder mit Draht — der Belegung des Halbleiters einerseits und dem sich auf ihm bewegenden Plättchen *M* andererseits zugeführt, so wird das Plättchen während der Dauer des Morsezeichens festgehalten, und statt des breiten Striches auf dem Papierstreifen ein feiner Strich erscheinen; die so entstehende Morseschrift ist bequem zu lesen. Da nur sehr geringe Massen bewegt werden bzw. festzuhalten sind, so sind sehr hohe Schreibgeschwindigkeiten zu erzielen.

Verwendung des Halbleiters in Zylinderform.

Bei den bisher beschriebenen Versuchen und Apparaten erfolgte die Berührung der Halbleiter (Steines) und Metalls auf ebenen Flächen. Für

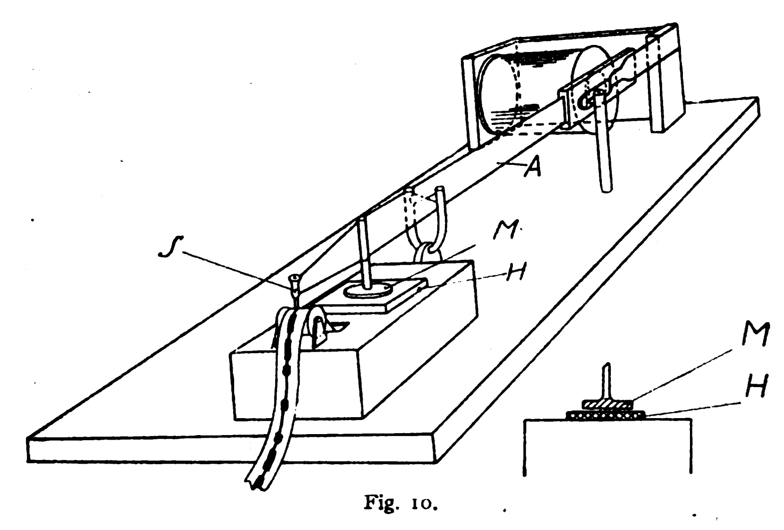


Fig. 10.

die Zwecke des Apparatebaues bietet jedoch in sehr vielen Fällen die Zylinderform des Halbleiters mit daraufgelegtem, den Zylinder teilweise umhüllenden Metallband Vorteile. Ehe jedoch auf die damit gebauten Apparate eingegangen wird, soll die Zylinderform physikalisch betrachtet werden.

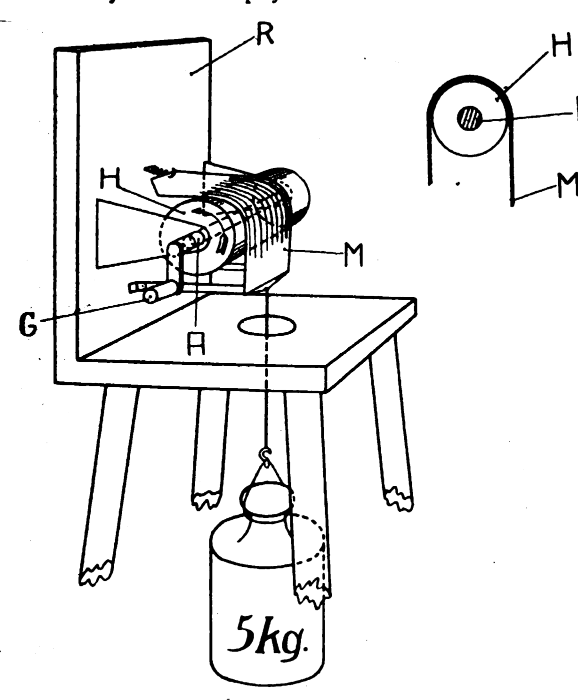


Fig. 11.

Physikalische Untersuchung der Anziehung bei zylindrischen Halbleitern.

Auf der Fig. 11 ist sowohl perspektivisch, wie im Schnitt ein Zylinder *H* mit einer Metallachse *A* gezeigt, über dem ein Metallband *M* liegt. Der Zylinder ist der Halbleiter, im vorliegenden Falle aus Achat. Die Achse ist leitend mit dem Halbleiter verbunden, stimmt also mit der früheren Metallbelegung *B* der ebenen Halbleiterflächen überein, während das auf dem Achatzylinder aufliegende Band die berührende Platte auf den ebenen Halbleiterflächen darstellt. Zwischen dem Band und dem Achatzylinder wird der Schichtwiderstand und damit die Anziehung auftreten. Das Metallband *M* ist mit einem Ende an der Rückwand *R* des Holzgestells befestigt, während an seinem anderen freien Ende ein Gewicht hängt.

Dreht man mit dem Griff *G* den Zylinder, so wird das Metallband *M* auf ihm schleifen. Wird jedoch an die Achse des Achatzylinders einerseits und an das auf ihm aufliegende Metallband andererseits eine Spannung angelegt, so ziehen Achat und Metallband sich gegenseitig an, so daß bei Weiterdrehen des Zylinders das Metallband mitgenommen wird und das an ihm hängende Gewicht gehoben wird. Die Anziehung zwischen Metallband und Achat ist bei Anlegung einer Spannung von 220 Volt und einem Gleichstromdurchgang von $4 \cdot 10^{-4}$ Amp. so stark, daß eine Last von 5 kg gehalten wird, auch während sie gehoben wird.

Das System erlaubt also, mit einem Leistungsaufwand von $220 \cdot 4 \cdot 10^{-4}$ Watt $=$ **$8 \cdot 10^{-2}$ Watt** dauernd ein Gewicht von 5 kg festzuhalten.

Die Einrichtung nach Fig. 11 eignet sich gut dazu, Aufnahmen über die Abhängigkeit der Anziehungskraft von der Spannung bei Verwendung zylindrischer Halbleiterkörper mit aufliegendem Leiterband zu untersuchen. Hängt man an das Metallband verschiedene Gewichte und stellt mit der früher beschriebenen Potentiometeranordnung jedesmal fest, bei welcher Spannung die Anziehung nicht mehr in der Lage ist, das jeweils angehängte Gewicht zu heben, so kommt man zu einer Zahl von Werten dieser Anziehungskraft Spannungsabhängigkeit, die auf der Kurve der Fig. 12 gezeigt sind. Aus dieser geht hervor, daß die Anziehungskraft mit mehr als mit der vierten Potenz der Spannung steigt. Sie wächst also bei Anwendung der Zylinderform noch mehr abweichend von der Anziehungsformel als bei ebenen Flächen. Die Ursache dürfte in der mechanischen Abstandsverringerung der beiden Oberflächen durch den Zug der angehängten Gewichte, der mit zunehmender Gewichtsgröße wächst, zu suchen sein, zu der Abstandsverminderung durch zunehmende Spannung hinzukommt.

Diese Möglichkeit eines stärkeren Anwachsens der Anziehung mit der Spannung und der mecha-

nischen Abstandsverringerung der Oberflächen kann man für die Praxis nutzbringend verwenden, indem man dafür sorgt, daß während des Arbeitsvorganges die Kräfte, die die mechanische Annäherung der beiden Oberflächen bewirken, zunehmen, z. B. durch Anwendung einer Zugfeder.

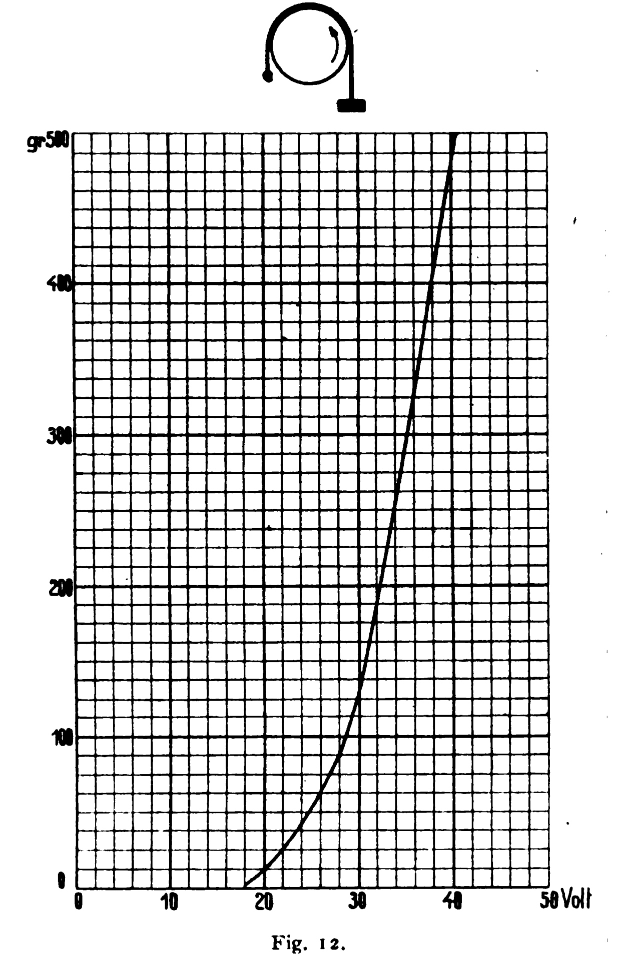


Fig. 12.

Fig. 13 versucht eine graphische Darstellung der Erscheinungen: *a*, *b* und *c* sind aus der Anziehungsformel errechnete Kurven, nach denen die Anziehung der Belegungen von Kondensatoren, deren Belegungsabstände $^1/_{100}$; $^1/_{150}$ und $^1/_{200}$ mm betragen, mit der Spannung steigt. Die Anziehung einer Metallplatte gleicher Fläche wie die Kondensatorbelegungen auf einem ebenen Halbleiter dürfte dann nach der Kurve *d* bei einer Spannungssteigerung von 100 bis 360 Volt zunehmen. Auf einen zylindrischen Halbleiter mit aufgelegtem Metallband dürfte die Anziehung bei Zunahme der Spannung von 200 auf 240 Volt nicht entsprechend dem Teil *AB* der Kurve *d*, sondern wegen der gleichzeitigen mechanischen Abstandsverringerung auf der Kurve *e* von *A* nach *C* wachsen.

Das Prinzip des rotierenden Zylinders mit aufgelegtem Metallband ist für eine große Anzahl von fertigen Apparaten verwendet und für eine große Anzahl von Apparaten in der Entwicklung. An fertigen Apparaten soll hier eine Darstellung des Schnellschreibers bzw. Relais, sowie des lautsprechenden Telephons bzw. elektrischen Grammophons gegeben werden.

3. Der Schnellschreiber bzw. das Schnellrelais.

Die Fig. 14 gibt schematische Darstellungen zur Erklärung der Arbeitsweise des Schreibers.

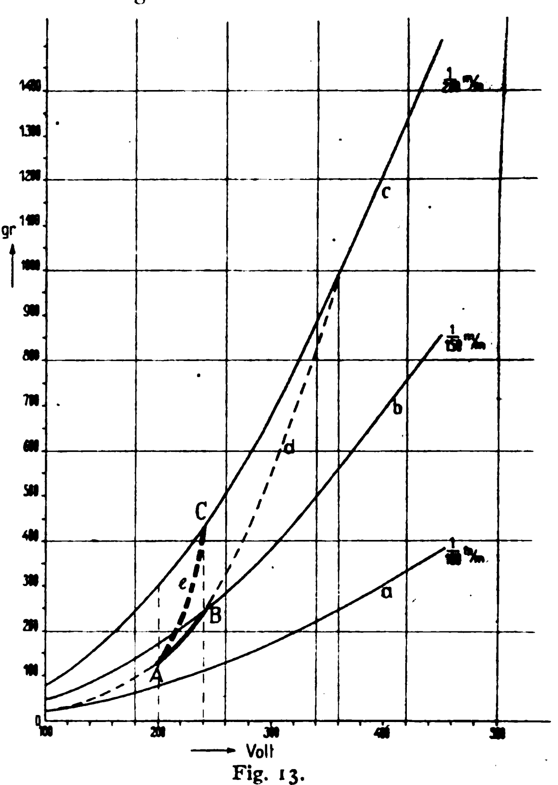


Fig. 13.

Das Schema 1 gibt einen senkrechten Schnitt durch das Schreibersystem. Auf der Achse *II* befindet sich leitend verbunden der Halbleiter (Achatzylinder) *H*, auf dem das Metallband *I* aus Nickelstahl aufliegt. Dieses ist durch eine Feder *f*, deren Spannung veränderlich ist, auf der einen Seite festgehalten, auf der anderen Seite mit einem Winkelhebel *V* verbunden, der sich um einen Drehpunkt drehen kann; er trägt an seinem unteren Ende einen Schreibstift, der auf dem Morsepapierstreifen aufliegt. Der Zylinder *H* wird mit Hilfe eines mit der Achse *II* gekoppelten Motors in Rotation versetzt (Pfeilrichtung), wobei dann das Metallband auf dem hochglanzpolierten Achatzylinder gleiten wird. Der Achse *II*, sowie dem Winkelhebel *V* wird die Spannung, d. h. das aufzunehmende Morsezeichen, mit Hilfe der Leitungen

1 und 2 zugeführt. In dem Moment, wo eine Spannung, also ein Morsezeichen eintrifft, erfolgt eine Anziehung zwischen dem Achatzylinder *H* und dem Metallband *I*, so daß dieses in der Richtung des Pfeiles von dem rotierenden Zylinder mitgenommen wird und den Winkelhebel *V* um seinen Drehpunkt dreht. Dadurch wird der Schreibstift auf dem unter ihm abrollenden Morsepapierstreifen einen Strich senkrecht zu der Bewegung des Streifens und während der Dauer des Anzuges des Metallbandes einen Strich in der Richtung der Bewegung des Papieres machen, um bei Aufhören des Anzuges in seine frühere Stel-

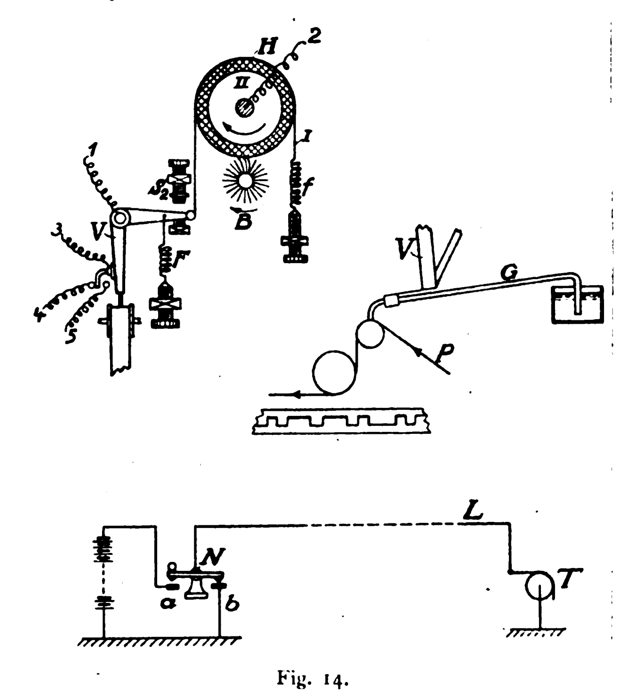


Fig. 14.

lung zurückzukehren und dadurch einen Strich senkrecht zum Papier, jedoch entgegengesetzt zum ersten Strich herzustellen. Die Rückwärtsbewegung bei Aufhören der Anziehung des Metallbandes durch den Zylinder wird durch die Feder *F* bewirkt, deren Zugkraft durch Schrauben einstellbar ist. Die beiden Schrauben S_1 und S_2 dienen dazu, den Hub des Winkelhebels zu begrenzen. An dem unteren Arm des Winkelhebels, — der den Schreibstift trägt, — ist gleichzeitig ein kleiner Stift mit der Zuleitung 3 angebracht, der bei Hin- und Herbewegung des Winkelhebels abwechselnd Kontakt mit den beiden mit Anschlüssen 4 und 5 versehenen Kontakten macht. Diese Anordnung wirkt also als Relais, indem sie z. B. während des Aufschreibens ankommender Morsezeichen deren automatisches Weitergeben bei Anschaltung von Leitungen und Batterien bei 3, 4 und 5 ermöglicht.

Die mittlere Skizze auf Fig. 14 gibt eine schematische Anordnung der Tintenführung des Schreibstiftes, indem aus einem Gefäß mit Hilfe eines engen und leichten Rohres *G*, das an dem Schreibarm des Winkelhebels *V* befestigt ist, die Tinte auf den bewegten Morsepapierstreifen *P* gebracht wird. Ein Muster der entstehenden Morseschrift ist darunter abgebildet.

Ganz unten auf der Fig. 14 ist ein einfaches Schaltschema mit Fernleitung angegeben, aus dem ersichtlich ist, wie die Spannung einer Batterie mit Hilfe des Morsetasters *M* und mit seinen Kontakten *a* und *b* entweder über die Leitung an das Schreibersystem *T* oder direkt an Erde gelegt wird.

Die Feder *F* des Systems hat nicht nur die Aufgabe, den Winkelhebel in die ursprüngliche Stellung zurückzubringen, sondern auch die zum Anzug erforderliche elektrische Spannung bis zu einem gewissen Grade zu bemessen. Nimmt man an, daß zum Mitnehmen des Metallbandes auf dem rotierenden Achatzylinder eine Mindestspannung von 70 Volt notwendig ist, so kann man diese an der Empfangsstelle normal an das System Achatmetallband anlegen. Durch entsprechende Wahl der Feder *F* wird man erreichen, daß das Mitnehmen des Metallbandes durch die Gegenkraft der Feder noch nicht bei 70 Volt in Wirksamkeit tritt. Wenn jedoch von außerhalb nur eine geringe Zusatzspannung von vielleicnt 10 Volt zu der Spannung hinzutritt, reicht die Federkraft *F* nicht mehr aus, das Band zu halten. Die Anziehung wächst so stark, daß das Metallband von dem Achatzylinder mitgenommen wird. Zum Schreiben sind also nicht 80 Volt Spannung von fern her zu senden erforderlich, sondern nur eine Zusatzspannung von 10 Volt. Ebenso ist nicht die normal durch das System Achsesteinmetallband fließende Gleichstromstärke von etwa $5 \cdot 10^{-6}$ Amp. notwendig, sondern nur die geringe Stromstärke, die einer Erhöhung der Spannung am System um 10 Volt entspricht.

Fig. 15.

Die Fig. 15 ist eine Darstellung, wie aus der Schrift des Schreibers die normale Morseschrift, lediglich durch Abdecken des unteren Teils der Schrift, entsteht.

Die Figuren 16 und 17 geben ein Bild eines für einen Dauerbetrieb — d. h. für einen tagelang ununterbrochenen Betrieb — fertigen Schnellschreibers bzw. Schnellrelais nach dem erläuterten Schema für Schreibgeschwindigkeiten bis zu 2000 Buchstaben in der Minute. Fig. 16 zeigt den Apparat von vorn, Fig. 17 von rückwärts. Auf der Fig. 17 sieht man bei 1 den Achatzylinder,

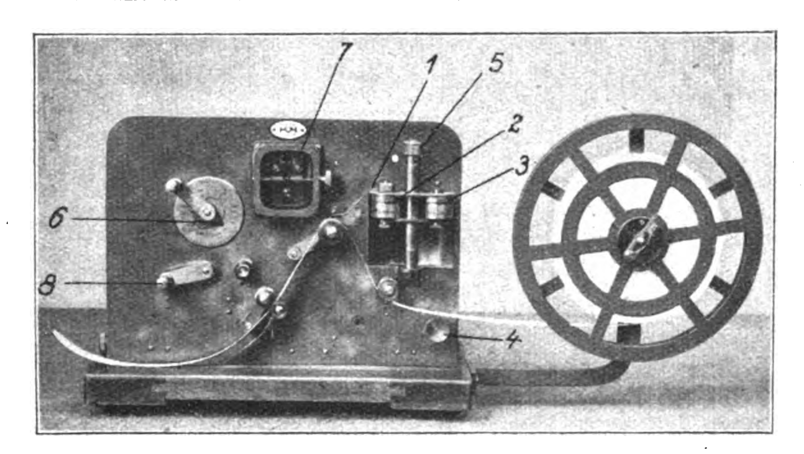


Fig. 16.

Drehen um die Achse 5 bei Betriebsende vertauscht wird; dann wird durch eine kleine Druckpumpe, deren Griff bei 4 sichtbar ist, ein wenig Wasser durch die Röhre gepreßt, so daß ein Verstopfen des Schreibröhrchens nicht eintreten kann. Durch den Hebel 6 wird die Umdrehungszahl des Antriebsmotors und damit die Umdrehungszahl des Achatzylinders, die Papiergeschwindigkeit, die Hubbegrenzung des Schreibhebels und die Hubbegrenzung des Kontaktrelais 7 gleichzeitig geregelt. Diese Einstellungen sind erforderlich, weil diese Größen in bestimmtem Verhältnis mit Zunahme der in der Minute zu schreibenden Anzahl von Buchstaben geändert werden müssen. Der Hebel 6 bewegt sich über einer Skala mit einer Teilung von 400 bis 2000. Je nach der Zahl der in der Minute

der unter Zwischenschaltung von Übersetzungsrädern durch den Motor 2 in Umdrehung versetzt wird. Auf dem Zylinder ruht das Metallband 3. Während der Umdrehung wird die Oberfläche des Achatsteins automatisch auf verschiedene Weise

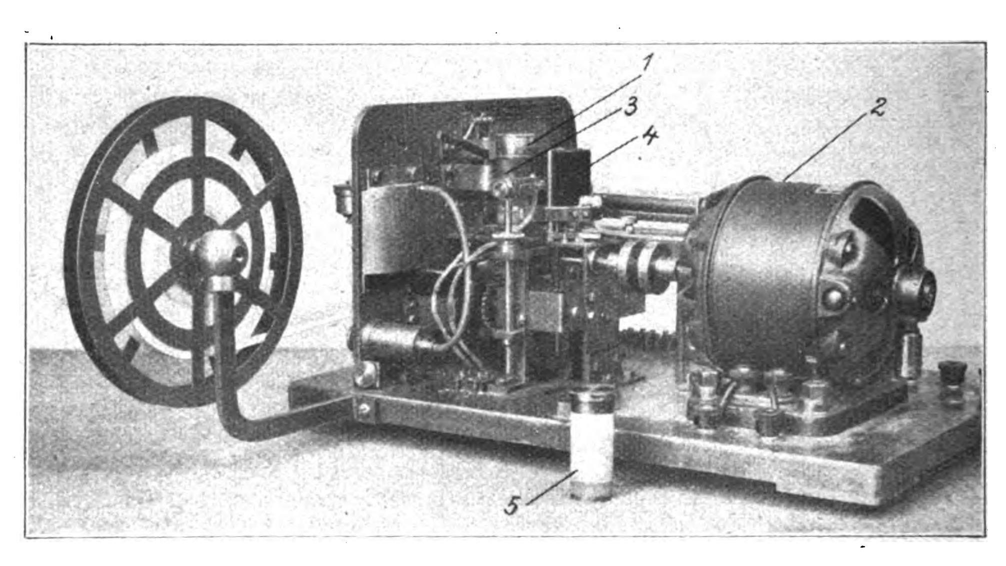


Fig. 17.

gesäubert. Von den Säuberungseinrichtungen ist bei 4 eine Samtwalze sichtbar. Vor dem Apparat steht ein herausgenommener Achatzylinder 5, der durch einfachen Bajonettverschluß von oben her an Stelle des im Apparat befindlichen eingesetzt werden kann.

Auf der Vorderansicht (Fig. 16) sieht man die Papierrolle, deren Papier über verschiedene Röllchen unter der Schreibröhre 1 entlang geführt ist. Diese ist ein sehr leichtes Metallrohr, das in einem der beiden Gefäße 2 oder 3 mündet, von denen das eine Tinte, das andere Wasser enthält. Während des Betriebes befindet sich das Tintengefäß unter der Schreibröhre, das mit dem Wassergefäß durch

zu schreibenden Buchstaben ist er auf eine der Zahlen einzustellen; sollen beispielsweise 1000 Buchstaben in der Minute geschrieben werden, so ist Schreiber und Relais durch einfache Stellung des Hebels auf „1000“ aufnahmebereit. Durch den Hebel 7 kann unabhängig von dem Hebel 6 die Papiergeschwindigkeit geregelt werden, so daß man diese außer automatisch, auch nach Wahl einstellen kann. Das Relais 8 ist genau nach der schematischen Darstellung der Fig. 14 gebaut, wobei nur Vorkehrungen getroffen werden, daß einmal mit zunehmender Schreibgeschwindigkeit, wie bereits gesagt, der Hub des beweglichen Armes geregelt wird und andererseits keine Prellungen

dieses Armes auf den festen Kontakten bei hohen Schreibgeschwindigkeiten auftreten, so daß Verzerrungen der Morsezeichen entstehen. Der Schreibhebel 1 ist mechanisch mit dem Metallband 3 auf Fig. 17 gekoppelt, wobei Rücksicht darauf genommen ist, daß das ganze Schreibersystem mit möglichst geringer Masse zur Erzielung hoher Schreibgeschwindigkeiten ausgestattet ist.

Das Relais mit seinen Kontakten kann dazu dienen, die empfangenen und aufgeschriebenen Morsezeichen auf Leitungen weiterzugeben oder in ihrem Rhythmus die Taste drahtloser Stationen oder Locher von Maschinenschreibern u. a. zu betätigen.

Wird eine Spannung von etwa 40 Volt an die Achse des Achatzylinders und das Metallband angelegt, so erfolgt noch keine Anziehung. Steigert man während der Rotation des Zylinders die angelegte Spannung, so wird gelegentlich das Metallband mitgezogen, aber durch eine Spannfeder *F* auf Fig. 14 wieder zurückgeholt. Es entstehen mechanische Schwingungen, die man auf dem Morsepapierstreifen aufzeichnen kann (Fig. 18). Steigert man die Spannung über 50 Volt, so wird das Metallband dauernd angezogen. Zur Betätigung des Schreibers ist also außer einer lokalen Vorspannung von 40 bis 50 Volt eine Zusatzspannung von 10 bis 20 Volt notwendig. Bei dem Anlegen der Vorspannung von 40 bis 50 Volt zwischen Achat und Metallband fließt in dem System eine Gleichstromstärke von 3 bis $5 \cdot 10^{-5}$ Amp. Die zur Betätigung des Schreibers notwendige Stromstärke liegt bis zu einer Zehnerpotenz tiefer. In die Zuleitung zu dem Schreibersystem kann, ohne daß eine Minderung der Schreibsicherheit eintritt, ein hoher Widerstand von selbst einer Million Ohm oder mehr eingeschaltet werden.

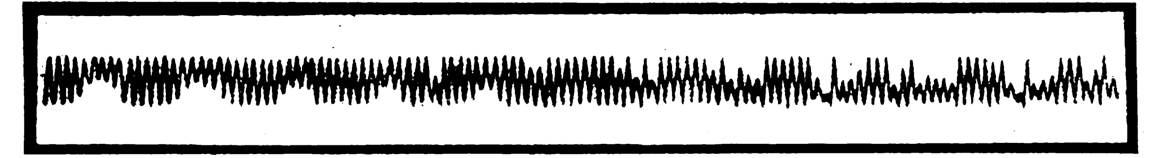


Fig. 18.

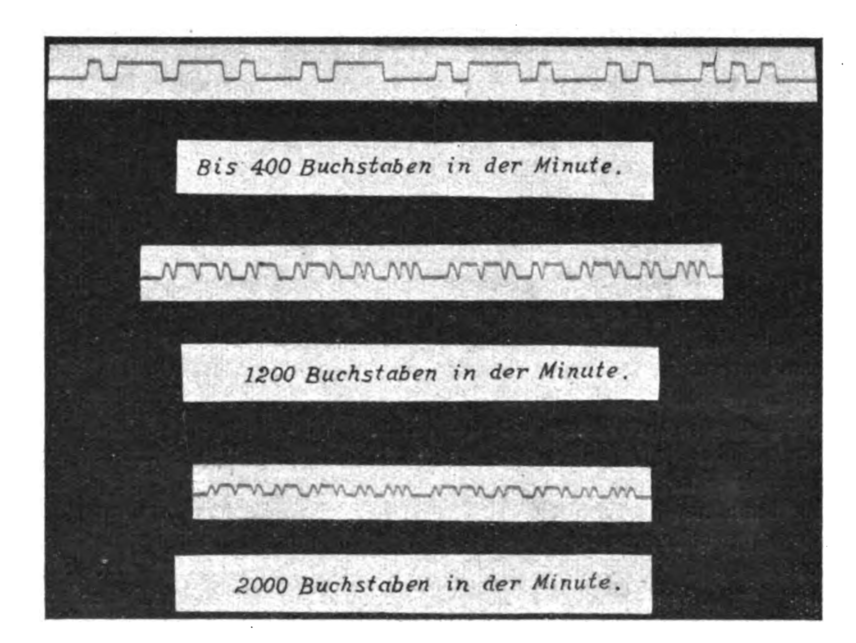


Fig. 19.

Benutzt man eine Schnellzeichengebereinrichtung, z. B. eine solche, die in der Lage ist, mit beliebiger Geschwindigkeit das Wort „Paris“ in elektrischen Morsezeichen dem Schnellschreibersystem zuzuführen, so wird man für die verschiedenen Wortgeschwindigkeiten Schriftbilder nach Fig. 19 erhalten, auf der

in der obersten Reihe eine Schriftprobe bei 400 Buchstaben i. d. Min.
in der zweiten Reihe bei 1200 Buchstaben i. d. Min.
in der dritten Reihe bei 2000 Buchstaben i. d. Min.

dargestellt ist; sämtliche Proben sind bei einer Stromempfindlichkeit von 1 bis $10 \cdot 10^{-6}$ Amp. geschrieben.

Es sind viele Schwierigkeiten zu überwinden gewesen bis es möglich war, einen Apparat zu schaffen, der unter allen äußeren Verhältnissen — Wetter, Feuchtigkeit, Temperatur usw. — zuverlässig ununterbrochen tagelang schrieb. Die Schwierigkeit bestand darin, eine absolute Gleichförmigkeit der Oberfläche und der Leitfähigkeit des Halbleiters zu erzielen. Das erstere ist erreicht durch Verwendung von Halbleitern größter Härte

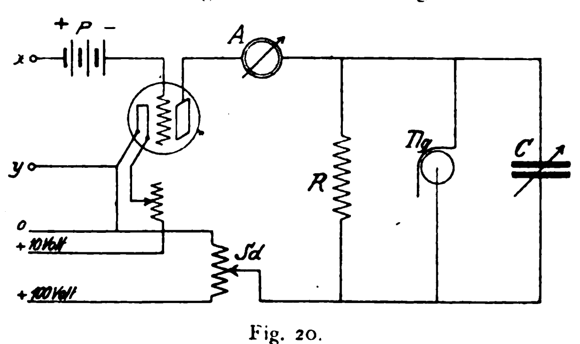


Fig. 20.

und höchster Polierfähigkeit, wie Achat, und Einführung von Methoden zur dauernden, sorgfältigen Reinigung der Steinoberfläche während des Betriebes mit Hilfe von scharfen Putz- und Poliermitteln. Die gleichmäßige Leitfähigkeit wurde durch Füllung des Steines mit einer feuchten Masse erzielt, die jederzeit durch Zufügung einer geringen Menge Flüssigkeit, falls sie einmal ausgetrocknet ist, wieder auf den notwendigen ursprünglichen Grad von Feuchtigkeit gebracht werden kann.

Die Bedeutung des Schreibers für die normale Draht- und Kabeltelegraphie gegenüber den Magnetschreibern ist klar. Der Widerstand der Kabel- bzw. der Drahtleitung spielt keine Rolle gegenüber dem Übergangswiderstand des Systems. Man kann infolgedessen bei Verwendung dieses Schreibers oder bei Ersatz der Elektromagneten in vorhandenen Schreibern und Ferndruckern durch das „Steinsystem" zu wesentlichen Ersparnissen an den Kupferquerschnitten der Kabel und Leitungen gegenüber den jetzt notwendigen Querschnitten kommen. Gleichzeitig aber dürfte man bei der Trägheitslosigkeit des Systems wesentlich höhere Schreibgeschwindigkeiten erreichen.

Aber auch für die drahtlose Telegraphie dürfte der vorliegende Schreiber von größter Bedeutung sein, da er wohl das empfindlichste Relais darstellt, das augenblicklich existiert. Gegenüber anderen Schreibern der drahtlosen Telegraphie würde er den Vorzug haben, daß er mit einer geringeren Zahl von Verstärkerlampen arbeiten kann.

Fig. 20 gibt ein Schaltschema für die Verwendung des Schreibers in der drahtlosen Telegraphie. Die aus dem Empfangsapparat kommenden, gleichgerichteten Morseströme werden einem Lampenspannungstransformator zugeführt, der aus der üblichen, allerdings besonders für Spannungsverstärkung gebauten Dreielektrodenverstärkerlampe besteht, deren Heizfaden wie gewöhnlich geheizt wird, und deren Gitter gegebenenfalls eine Vorspannung erhält. Die Anodenspannung wird einem Potentiometer *Sd* entnommen und über einen hohen Widerstand *R*, eventuell unter Zwischenschaltung eines Ampèremeters, der Anode zugeführt. Parallel zu dem hohen Widerstand liegt das System *Tls* des Schreibermetallbandhalbleiters, zu dem gegebenenfalls ein Kondensator *C*, eventuell veränderlicher Größe, parallel geschaltet werden kann. Mit Hilfe der Anodenspannung erhält das Schreibersystem eine gewisse Vorspannung, dessen Größe durch den Widerstand *R* bzw. durch die Abzweigung an dem Potentiometerwiderstand *Sd* bestimmt ist. Ankommende, vom Empfangsapparat dem Gitterglühfadenteil der Spannungsverstärkerlampe zugeführte Zeichen werden eine Erhöhung der Spannung an dem Schreibersystem „Achatmetallband" hervorbringen, dadurch ein Anziehen veranlassen, und den Schreiber und das Relais in Tätigkeit setzen. Für jeden Empfang kann die günstigste Schreibervorspannung, je nach Lautstärke des Empfanges, durch Bemessung der Vorspannung mit Hilfe des Potentiometers *Sd* gewählt werden.

Fig. 21 zeigt Aufnahmen drahtloser Signale von der Station Königswusterhausen in Kopenhagen mit Hilfe des Schreibers:

in der ersten Reihe den Schriftstreifen des Schreibers,

in der zweiten Reihe einen Lochstreifen, der in einem „Creed"locher gleichzeitig mit Hilfe des Schreiberrelais hergestellt wurde, und

in der letzten Reihe die mit Hilfe des hergestellten Lochstreifens mittels Creedschreiber gedruckten Morsezeichen.

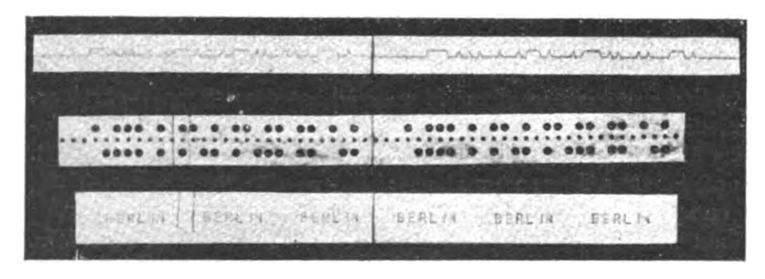


Fig. 21.

Fig. 22 gibt eine Auswahl von mit dem Schreiber aufgeschriebenen Morsezeichen ausländischer drahtloser Stationen.



Hervorzuheben ist, daß der Apparat sich beim Schreiben drahtloser Morsezeichen besonders durch eine geringe Reaktionsfähigkeit auf die Luftstörungen auszeichnet.

Aus den früher gezeigten Kurven ist es klar, daß bereits durch geringe Stromschwankungen solche Kräfte ausgelöst werden können, daß beliebige Luftmassen mit Hilfe dieses Lautsprech-

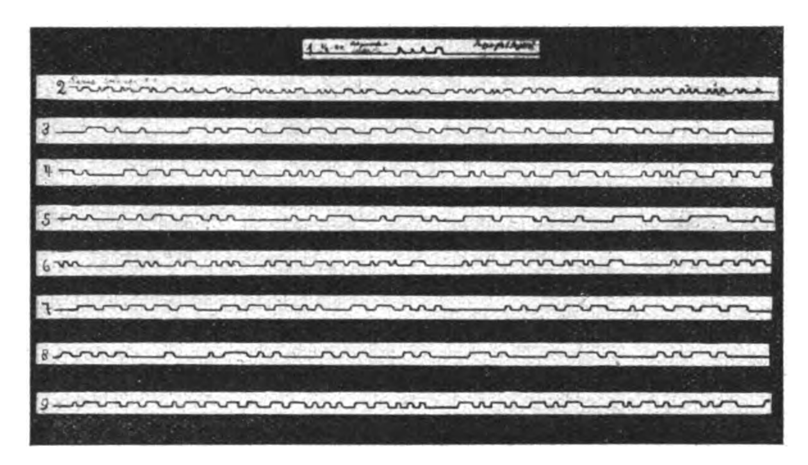


Fig. 22.

systems bewegt und sonst größte Lautstärken erzielt werden können.

Die dem System Steinmetallband zu erteilenden elektrischen Vorspannungen wird man so wählen, daß man sich auf dem annähernd geradlinigen Teil der Kurven, die die Abhängigkeit der

4. Der Lautsprecher.

Einen anderen, im wesentlichen fertigen Apparat, stellt der Lautsprecher dar. Das Schema des Lautsprechers zeigt Fig. 23. Auf dieser sieht man das übliche System: Achatzylinder mit Achse und darüber gelegtem Metallband, das mit einer

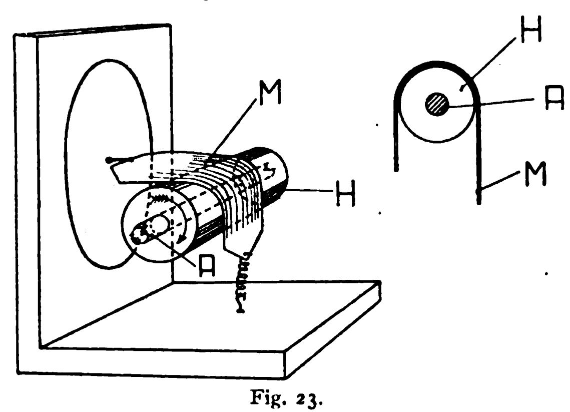


Fig. 23.

Feder an der Grundplatte eines Winkelbrettes befestigt ist. Das andere Ende des Metallbandes ist an einer, an der aufrechtstehenden Platte des Winkelbrettes befestigten Membrane angeschlossen. Werden jetzt bei sich drehendem Zylinder die von irgendeinem besprochenen Mikrophon herruhrenden Sprechströme, gegebenenfalls unter Zwischenschaltung einer Spannungsverstärkerlampe, der Achse bzw. dem Metallband zugeführt, so wird im Rhythmus der Sprache das Metallband von dem Zylinder mehr oder weniger angezogen und mitgenommen und dadurch die Membrane in entsprechende Schwingungen versetzt, so daß die Sprachströme laut wiedergegeben werden.

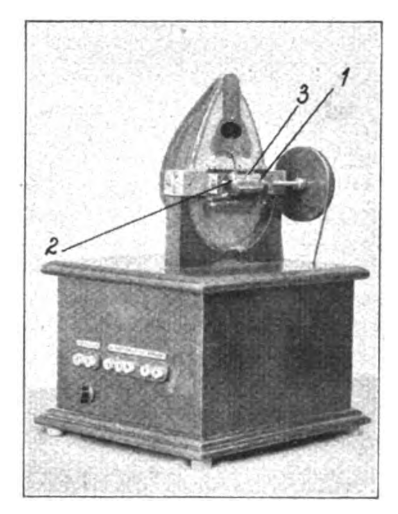


Fig. 24.

Anziehung von der Spannung geben, bewegt, um keine Sprachverzerrungen zu erhalten.

Ein nach dem schematischen Prinzip gebauter Lautsprecher wird auf den Figg. 24 und 25 gezeigt, bei denen von einem unter dem Kasten angeordneten Motor her der Achatzylinder 1 mit Hilfe seiner Achse 2 in Umdrehung versetzt wird. Auf dem Achatzylinder liegt das Metallband 3, das mit seinem einen Ende an der Stelle eines Man-

dolinenkörpers angebracht ist, wo der Steg der Mandoline beim normalen Gebrauch zu sitzen pflegt.

Werden dem Achatzylinder und dem Metallband durch Sprache oder Musik beeinflußter elektrischer Strom- oder Spannungsschwankungen zugeführt, so wird das Metallband von dem sich drehenden Achatzylinder im Rhythmus dieser Sprach- oder Musikstromschwankungen mitgenommen und den Resonanzboden der Mandoline in entsprechende Schwingungen versetzen, so daß Sprache und Musik wiedergegeben werden. Dabei kann praktisch jede beliebige Lautstärke hervorgebracht werden, da diese im wesentlichen von der dem System Achatmetallband zugeführten Vorspannung und damit Zunahme der Anziehung und Größe der Bewegung des Mandolinenbodens abhängt. Die andere Lautstärkenbeschränkung ist allerdings die mechanische Beanspruchung des Mandolinenkörpers bei den Bewegungen durch das System. An Stelle des Mandolinenkörpers kann jeder andere Resonanzboden, wie der eine Geige, eines Cellos, oder ein besonders gebauter verwendet werden. Sie sind der Membrane im Augenblick vorgezogen, weil diese Resonanzböden weniger Eigenschwingungen besitzen, die Verzerrungen der Sprache und der Musik hervorbingen. Neueste Versuche, bei denen an Stelle des Resonanzbodens in der Grammophontechnik übliche, ineinanderfassende Kämme zwischen die Luftströme hindurchgepreßt werden, benutzt wurden, haben in Bezug auf Klangfarbe und Lautstärke die hervorragendsten Resultate ergeben.

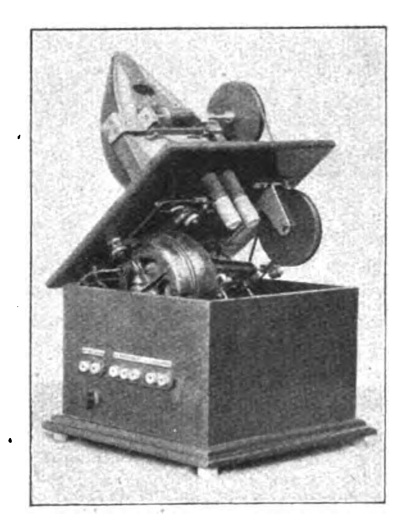


Fig. 25.

Auch bei diesem Lautsprecher ist besonders zu beachten, daß die erforderliche Stromstärke nur ein zehntausendstel Ampère beträgt. Die größte Schwierigkeit macht es, für Betätigung dieser Lautsprecher mit ihrer großen Lautwiedergabe brauchbare Mikrophone zu finden. Die üblichen Mikrophone sind nicht nebengeräuschfrei. Bei ihrem normalen Gebrauch in der Telephontechnik fallen diese Nebengeräusche nicht auf, da die Sprache an und für sich verhältnismäßig leise ist. Wenn aber die von den Mikrophonen gelieferte Sprache vielfach verstärkt wird, wie es bei diesem Lautsprecher der Fall ist, werden auch die Nebengeräusche verstärkt und verzerren Sprache und Musik.

Die vorstehend gegebenen Mitteilungen über die elektrische Anziehung nach Johnsen und Rahbek dürften die Aussicht begründen, daß das Prinzip in der Lage sein wird, dem alten Elektromagneten auf vielen Gebieten die schärfste Konkurrenz zu machen, da es bei geringerer Trägheit als der Elektromagnet mit seinen Wicklungen die Erzielung wesentlich größerer Kräfte bei einer Aufwendung geringerer elektrischer Leistung gestattet.

Um die praktische Ausgestaltung des Prinzips hat sich, außer im Anfange Herr Dr. Volk, besonders Herr Baber verdient gemacht.

Über den Erdwiderstand von Antennen.

Von A. Meissner, Berlin.

1911 herrschte in bezug auf die Frage: „Wie baue ich am zweckmäßigsten eine Sendeantenne für große Energien" noch völlige Unklarheit. In England baute man 1000 bis 2000 m lange, 30 bis 80 m hohe L-Antennen, denen man fabelhafte Richtwirkung zuschrieb. Telefunken vertrat in der Hauptsache die Schirmantennen, andere wollten wiederum nur mit Erdantennen senden. Um für die damals schwebenden Kolonial-Großstations-Projekte Grundlagen zu schaffen, entschloß sich endlich Telefunken zu längeren eingehenden Antennenversuchen. Diese erstreckten sich einerseits auf die Dimensionierungsfrage der verschiedenen Antennen, die Vorausbestimmung ihrer elektrischen Größe, andererseits auf die Strahlungsverhältnisse. Die damals aufgestellten Richtlinien — seit dieser Zeit allgemein maßgebend im Antennenbau — waren in der Hauptsache:

1) Die Beziehung: Strahlungswiderstand proportional $\text{Höhe}^2/\text{Welle}^2$ gilt für alle Antennenformen,
2) Die Form der Antenne ist bei gleicher mittlerer Höhe gleichgiltig. L-, T- und Schirmantenne sind gleichwertig, nur die L-Antenne ist bei $l > 4\,h$ schlechter.
3) Die Richtwirkung der L-Antenne ist bei Verlängerung von mehr als $20\,^0/_0$ zu vernachlässigen.

Eine Frage blieb damals noch ungeklärt: Durch welche Mittel kann der Übergangserdwiderstand verkleinert werden? Gerade hiervon hängt aber in der Hauptsache der Wirkungsgrad unserer großen Antennenanlagen ab, bei denen, infolge der allmählich bis auf 12 bis 16 km erhöhten Betriebswelle, der Strahlungswiderstand nur gering — 0,1 bis 0,3 Ω, ist. Bei diesen Anlagen war es bisher meist üblich, den Erdstrom entweder direkt in den Boden am Sender eintreten zu lassen, oder insbesondere bei größeren Anlagen ihn oberirdisch — etwa 100 m — zu suchen eine Anordnung ergeben, bei der wir ohne diesen großen Kostenaufwand ebenfalls auf ganz kleine Widerstände herunterkommen. Das Prinzip ist:

Aus der Erdoberfläche den Strom immer möglichst gleich dort herauszunehmen, wo der von der Antenne kommende Kraftlinienstrom in den Boden eintritt, so daß längere Stromwege und Ausgleichsströmungen im Erdboden vermieden sind. Es müssen also die Erdungen vor allem dort angebracht werden, wo der prozentuell größte Anteil des Antennenkraftlinienstromes in

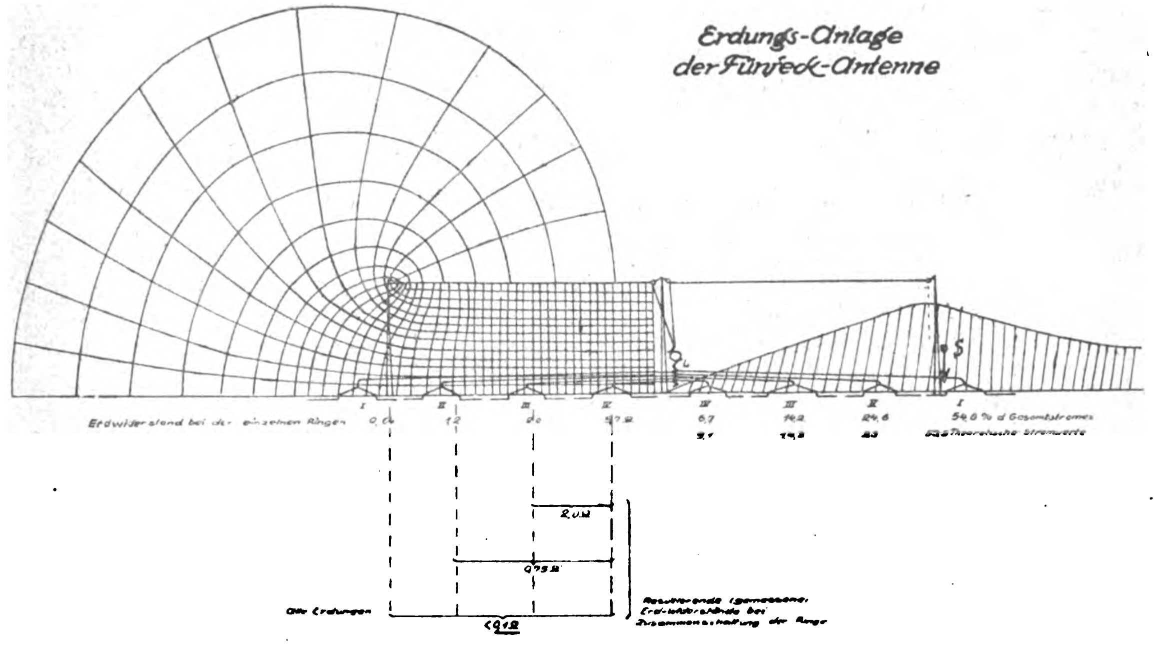


Fig. 1.

einem Erdungsring zu führen. Bei derartigen Erdungen ist die Vergrößerung der Antennenkapazität ein Mittel, den Widerstand zu vermindern. Leider kommt man aber selbst bei den größten Kapazitäten nicht unter 1,5 bis 3 Ω, man müßte sehr stark verkürzen und ist bald in der Nähe der Eigenschwingung, eines Bereiches, in dem der Widerstand wieder ansteigt. Bei größeren unsymmetrischen Antennen hilft die Vergrößerung überhaupt nicht. Mit Gegengewichtsanordnungen kommt man mit der Widerstandsreduktion wesentlich weiter. Rendahl ist es sogar gelungen, bei einer großen Antennenanlage einer Reusenantenne zwischen zwei 210 m Maste durch ein über die Antennenprojektion rings um 400 m herausragende Gegengewichte einen Widerstand von weniger als $^1/_{10}$ Ω zu erreichen. Eine derartige Gegengewichtsanlage für die modernen Großstationsantennen zu verwenden, führt aber zu ganz unverhältnismäßig hohen Unkosten. —

Es hat sich nun hier nach längeren Versuchen ...

den Boden eintritt. Das ist immer bei einer zentralen Großstationsantenne, z. B. von einer Höhe von 200 m, einem Radius von 500 m, vor allem der Rand der Antenne. Hier liegt der Schwerpunkt, oder besser die Schwerlinie des aus der Antenne in den Boden eintretenden Kraftlinienstromes. Es ergibt sich dieses schon aus den Kapazitätsformeln für die Antenne, z. B. nach der Formel:

$$C = \left(0{,}88\,\frac{a}{p} + 4\sqrt{a}\right) \cdot 10^{-5}\ Mi.$$

Die Kapazität setzt sich hier zusammen aus zwei Teilen, der erste berechnet sich wie ein einfacher Plattenkondensator von einer Fläche annähernd gleich der Antennenfläche, der zweite aber, der hier größere Anteil, bezieht sich auf die Randstrahlung, auf den Raum, außerhalb der Antennenfläche. Genauer erkennt man die Verteilung der in den Boden eintretenden Strömungen aus dem nach Maxwell bestimmten Kraftlinienbild der

hier scheibenförmig gedachten Antenne. Zerlegt man die Bodenfläche unter der Antenne in gleich große Ringe, bestimmt den in jeden Ring eintretenden Kraftlinienstrom und trägt ihn senkrecht zum mittleren Radius eines jeden Ringes auf, so erhält man in der schraffierten Fläche den gesamten, in den Boden eintretenden Kraftlinienstrom. Der Schwerpunkt der Stromfläche liegt in der Nähe des Randes der Antenne. Hier am Rande sind also vor allem die Erdungen anzubringen. Würde man den Strom im Zentrum in die Erde führen, so muß der ganze Strom, der außerhalb der Antennenprojektion in den Boden eintritt, also mehr als die Hälfte des gesamten Antennenstromes, die ganze Längendimension der Antenne durch schlechtleitendes Erdreich geführt werden.

Bei der hier gezeigten Antenne handelt es sich um ein Modell einer Großstationsantenne im Maßstabe 1 : 20. Der Radius sei 25 m, die Höhe der Antenne 10 m. Unter der ganzen Antennenfläche waren Erdungen angebracht, angeordnet in vier konzentrischen Ringen (I, II, III und IV). Von den Ringen führten Zuführungen nach der Mitte der Antennen hier in 3 m Höhe aufgehängt. Durch Einschalten von mehr oder weniger Selbstinduktion L in die Erdungsleitungen konnte die Stromverteilung nach den einzelnen Ringen beliebig geändert werden. Es war hier die Zahl der Zuführungen nach den Erdungsringen annähernd proportional dem Radius, dadurch ergab sich, daß bei der Einstellung der Erdungen auf den kleinsten Widerstand des Systems alle Erdungen ohne jede Selbstinduktion L einfach zusammengelegt werden konnten. Bei der Einstellung auf den kleinsten Widerstand verteilten sich die Ströme auf die Erdungsringe wie in der Figur rechts angegeben. Darunter stehen die Stromwerte, berechnet aus dem Kraftlinienbild der linken Seite. Auf der linken Seite sind die bei der Verwendung der einzelnen Ringe gemessenen Erdwiderstände angegeben, sodann die Widerstände bei Kombination mehrerer Ringe, zum Schluß der Widerstand bei Zusammenschaltung aller Ringe. Während wir bei der Verwendung des Ringes I auf einen Widerstand von 5,7 Ω kommen, einen Wert, wie wir ihn auch sonst bei unseren Erdungsanlagen von Antennen der vorliegenden Größe finden, kommen wir bei Kombination aller Ringe auf einen Widerstand kleiner als $^1/_{10}\,\Omega$. — Die späteren Versuche haben die Herstellung der Erdungen wesentlich vereinfacht durch Verwendung vertikaler Rohre von $^1/_2$ m Länge an Stelle der Drähte im Boden.

Obige Erdungsanordnung ist auch für Nauen vorgesehen. Es ist damit bei gleichzeitiger Erhöhung der Antenne auf 190 bis 200 m zu erwarten, daß der Wirkungsgrad der neuen Antennenanlage auf annähernd 50% gebracht wird gegen 7,5% im jetzigen Zustand.

Das elektromagnetische Feld einer strahlenden, schwach gedämpften Antenne.

Von R. Schachenmeier, Karlsruhe.

I. Es sind die Eigenschwingungen von Sendeantennen auf Grund der Feldwirkungstheorie zu berechnen. Bei den in der Praxis heute meist benutzten Antennenformen mit starken Endkapazitäten ist diese Aufgabe noch nicht gelöst. Es wird ein Verfahren angegeben, welches dieselbe zwar nicht streng, doch in manchen Fällen mit guter Annäherung zu lösen erlaubt und einen Einblick in den physikalischen Vorgang der Wellenausstrahlung gewährt.

Die Antennendrähte seien vollkommene Leiter; die Dielektrizitätskonstante des umgebenden Mediums sei gleich 1. Das gestellte Randwertproblem verlangt dann: Eine in der Zeit rein periodische Lösung der Feldgleichungen zu finden, welche in großer Entfernung von der Antenne nur forteilende Wellen darstellt und derart, daß auf der Oberfläche der Leiter die Tangentialkomponente der elektrischen Feldstärke verschwindet.

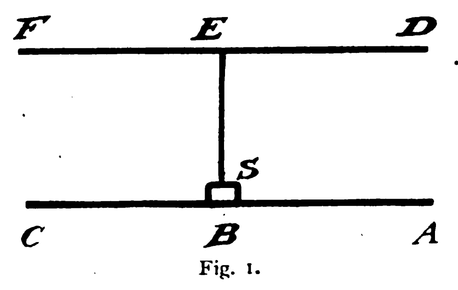


Fig. 1.

II. Das Antennensystem wurde eingeteilt 1. in Drähte, welche in der Hauptsache nur Leitungsstrom führen und fast keine wahren Ladungen tragen („Stromzuführung"), 2. in Drähte, welche nur freie Ladungen tragen und keinen Leitungsstrom führen („Luftleiter und Gegengewicht"). Ob die verlangte Einteilung überhaupt möglich ist, läßt sich strenggenommen erst entscheiden, wenn die gesuchte Lösung des Randwertproblems bereits vorliegt. Sie muß also zunächst versuchsweise vorgenommen werden. Wenn das darauf angewendete Verfahren zur Lösung des Randwertproblems führt, so war sie berechtigt; andernfalls ist sie zu verwerfen. Dies stellt in methodischer Hinsicht einen Mangel unseres Lösungsverfahrens dar. Immerhin ist bei allen praktisch gebrauchten Antennen die Einteilung aus elementarer, durch die Erfahrung bestätigter Überlegung hinreichend genau bekannt. Z. B. wird man an der T-Antenne der Fig. 1 BE als stromführenden, ABC und DEF

als Kapazitätsdrähte behandeln. In der Sendeapparatur S seien vorläufig Verlängerungsspulen und Verkürzungskondensatoren kurzgeschlossen. Die Punkte der Zuführung mögen durch einen Parameter s bezeichnet werden, die Punkte der Kapazitätsdrähte durch σ bzw. τ. Zwischen B und E sei $0 \leqq s \leqq l$, zwischen A und C $a \leqq \sigma \leqq c$, zwischen D und F $d \leqq \tau \leqq f$.

III. Wir gehen aus von der Eigenschwingung, welche gewonnen wird, wenn man die Theorie des geschlossenen Schwingungskreises auf die Antenne anwendet: Es bedeuten C, L, Kapazität und Selbstinduktion des Stromleiters, gleichförmig verteilt gedacht und bezogen auf die Längeneinheit der Zuführung. Stromstärke $i_0(s)$ und Dichte der wahren Ladungen $\varrho_0(s)$ auf der Zuführung folgen[1]) dann aus den Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{C}\frac{\partial \varrho_0}{\partial s} + L\frac{\partial i_0}{\partial t} &= 0, \\ \frac{\partial i_0}{\partial s} + \frac{\partial \varrho_0}{\partial t} &= 0 \end{aligned}\right| \qquad (1)$$

mit den Grenzbedingungen

$$i_0(0) = i_0(l) = C_a L\left[\left(\frac{\partial i_0}{\partial s}\right)_0 - \left(\frac{\partial i_0}{\partial s}\right)_l\right], \qquad (2)$$

worin t die Zeit C_a die statische Antennenkapazität (in Fig. 1 ABC gegen DEF) bedeutet. Die Ladungen $\varrho_0(s)$ erzeugen ein Potential

$$\Phi_0' = \int_0^l \frac{\varrho_0(s)}{r}\,ds - \frac{1}{4\pi C}\int_0^l \varrho_0(s)\frac{\partial\left(\frac{1}{r}\right)}{\partial \nu}\,ds \qquad (3)$$

(die Integrale sind genauer über die Oberfläche des von dem Draht eingenommenen röhrenförmigen Raumes zu erstrecken, r bedeutet den Abstand zwischen Integrationselement und Aufpunkt, ν die Normale auf die Drahtoberfläche) und ein elektrisches Feld

$$\mathfrak{e}_0' = -\operatorname{grad}\Phi_0'. \qquad (4)$$

Das mit dem Strom i_0 durch die Feldgleichungen

$$4\pi\,\mathfrak{i}_0 + \frac{\partial \mathfrak{e}_0''}{\partial t} = c\operatorname{rot}\mathfrak{h}_0, \quad \operatorname{div}\mathfrak{e}_0'' = 0, \qquad (5)$$

$$\frac{\partial \mathfrak{h}_0}{\partial t} = c\cdot\operatorname{rot}\mathfrak{e}_0'', \quad \operatorname{div}\mathfrak{h}_0 = 0 \qquad (6)$$

verknüpfte elektromagnetische Feld $\mathfrak{e}_0''$, $\mathfrak{h}_0$ ($\mathfrak{i}_0$ bedeutet den Vektor des Stromes $\mathfrak{i}_0(s)$, c die Lichtgeschwindigkeit) stimmt nahe überein mit dem Feld von Dipolen, welche auf den Punkten der Drahtachse angebracht werden, und für deren Moment $\mathfrak{p}_0$ gilt

$$\frac{\partial \mathfrak{p}_0}{\partial t} = \dot{\mathfrak{p}}_0 = i_0\,d\mathfrak{f} \qquad (7)$$

[1]) Kirchhoff, Pogg. Ann. d. Phys. **121** (1864), S. 551.

($d\mathfrak{f}$ = Linienelement der Drahtachse). $\mathfrak{e}_0''$, $\mathfrak{h}_0$ berechnen sich daher in bekannter Weise[1]) aus dem Hertzschen Vektor

$$\mathfrak{Z}_0 = \int_0^l \frac{d\mathfrak{f}}{r}\int_0^{t-\frac{r}{c}} i_0\,dt, \qquad (8)$$

$$\mathfrak{e}_0'' = \operatorname{div}\operatorname{grad}\mathfrak{Z}_0 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \mathfrak{Z}_0}{\partial t^2}, \quad \mathfrak{h}_0 = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\operatorname{rot}\mathfrak{Z}_0. \quad (9)$$

Wir machen über die Gestalt des Stromleiters die Annahme, daß $\mathfrak{e}_0''$ in Punkten der Kapazitätsdrähte verschwindende Tangentialkomponenten habe (d. h. im wesentlichen, daß die Strahlung der Dipole unbehindert nach außen gelangen kann). Sei

$$\mathfrak{e}_0 = \mathfrak{e}_0' + \mathfrak{e}_0''. \qquad (10)$$

Auf den Kapazitätsleitern treten wahre Ladungen $\varrho_0(\sigma)$, $\varrho_0(\tau)$ auf, für welche gilt,

$$\int_a^c \varrho_0(\sigma)\,d\sigma = \int i_0(0)\,dt, \quad \int_d^f \varrho_0(\tau)\,d\tau = \int i_0(l)\,dt. \quad (11)$$

Ihre Verteilung ergibt sich mit Hilfe eines Potentials Φ_1, welches nach den Methoden der Potentialtheorie zu bestimmen ist als Lösung der Potentialgleichung

$$\Delta\Phi_1 = \frac{\partial^2\Phi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Phi_1}{\partial z^2} = 0 \qquad (12)$$

unter den Randbedingungen

$$\Phi_1(\sigma) = -\Phi_0'(\sigma) + \alpha_1, \quad \Phi_1(\tau) = -\Phi_0'(\tau) + \beta_1. \quad (13)$$

Die Konstanten α_1, β_1 sind festgelegt durch die Bedingung (11). Es ist dann

$$\varrho_0(\sigma) = -\frac{1}{4\pi}\left[\frac{\partial\Phi_1}{\partial\nu}\right]_\sigma, \quad \varrho_0(\tau) = -\frac{1}{4\pi}\left[\frac{\partial\Phi_1}{\partial\nu}\right]_\tau. \quad (14)$$

Wir setzen

$$\mathfrak{e}_1 = -\operatorname{grad}\Phi_1. \qquad (15)$$

Das elektrische Feld

$$\mathfrak{e}_0 + \mathfrak{e}_1 \qquad (16)$$

genügt nun wohl der Grenzbedingung auf den Kapazitätsleitern, nicht aber auf den Stromleitern.

IV. Wir führen für die Tangentialkomponenten von $\mathfrak{e}_0$, $\mathfrak{e}_1$ an der Oberfläche des Stromleiters die Abkürzung $\mathfrak{e}_0^{(p)}$ bzw. $\mathfrak{e}_1^{(p)}$ ein, für die Normalkomponenten $\mathfrak{e}_0^{(s)}$ bzw. $\mathfrak{e}_1^{(s)}$. Der Grenzbedingung kann man genügen durch Superposition eines Stromes $i_2(s)$ und wahrer Ladungen $\varrho_2(s)$ gemäß

$$\frac{1}{C}\frac{\partial \varrho_2}{\partial s} + L\frac{\partial i_2}{\partial t} = \mathfrak{e}_1^{(p)}. \qquad (17)$$

Da die nunmehr noch von 0 verschiedene Kom-

[1]) Abraham, Enzyklop. d. math. Wiss. V. 18 „Elektromagnetische Wellen" § 5; Abraham-Föppl, Theorie d. Elektrizität. Bd. I, § 79, 85. Leipzig 1918.

ponente $\mathfrak{e}_1^{(s)}$ einen Verschiebungsstrom $\frac{1}{4\pi}\frac{\partial \mathfrak{e}_1^{(s)}}{\partial t}$ bewirkt, so muß ferner

$$\frac{\partial i_2}{\partial s} + \frac{\partial \varrho_2}{\partial t} = \frac{1}{4\pi}\frac{\partial \mathfrak{e}_1^{(s)}}{\partial t} \tag{18}$$

sein. $i_2(s)$, $\varrho_2(s)$ sind bestimmt durch diese beiden Gleichungen (17) (18) mit der Grenzbedingung

$$i_2(0) = i_2(l) = C_a L\left[\left(\frac{\partial i_2}{\partial s}\right)_0 - \left(\frac{\partial i_2}{\partial s}\right)_l\right]. \tag{19}$$

Die Ladungen $\varrho_2(s)$ erzeugen ein Potential Φ_2'

$$\Phi_2' = \int_0^l \frac{\varrho_2(s)}{r}\,ds - \frac{1}{4\pi C}\int_0^l \varrho_2(s)\frac{\partial\left(\frac{1}{r}\right)}{\partial \nu}\,ds \tag{20}$$

und ein elektrisches Feld

$$\mathfrak{e}_2' = -\operatorname{grad}\Phi_2', \tag{21}$$

der Strom i_2 ein elektromagnetisches Feld $\mathfrak{e}_2''$, $\mathfrak{h}_2$, das sich aus einem Hertzschen Vektor analog (8) und (9) herleitet. Sei

$$\mathfrak{e}_2 = \mathfrak{e}_2' + \mathfrak{e}_2''. \tag{22}$$

Wegen (17) ist jetzt

$$\mathfrak{e}_0^{(p)} + \mathfrak{e}_1^{(p)} + \mathfrak{e}_2^{(p)} = 0. \tag{23}$$

Jedoch ist nun die Grenzbedingung auf den Kapazitätsleitern nicht mehr erfüllt; ferner erscheinen dort wahre Ladungen $\varrho_2(\sigma)$, $\varrho_2(\tau)$, für die gilt

$$\int_a^c \varrho_2(\sigma)\,d\sigma = \int i_2(0)\,dt,\quad \int_d^f \varrho_2(\tau)\,d\tau = \int i_2(l)\,dt, \tag{24}$$

und deren Verteilung sich mit Hilfe eines Potentials Φ_3 ergibt:

$$\Delta\Phi_3 = 0, \tag{25}$$

das der Grenzbedingung genügt

$$\Phi_3(\sigma) = -\Phi_2'(\sigma) + \alpha_3,\quad \Phi_3(\tau) = -\Phi_2'(\tau) + \beta_3. \tag{26}$$

Die Konstanten α_3, β_3 sind festgelegt durch (24). Es ist dann

$$\varrho_2(\sigma) = -\frac{1}{4\pi}\left[\frac{\partial \Phi_3}{\partial \nu}\right]_\sigma,\quad \varrho_2(\tau) = -\frac{1}{4\pi}\left[\frac{\partial \Phi_3}{\partial \nu}\right]_\tau. \tag{27}$$

Ist jetzt

$$\mathfrak{e}_3 = -\operatorname{grad}\Phi_3, \tag{28}$$

so erfüllt

$$\mathfrak{e}_0 + \mathfrak{e}_1 + \mathfrak{e}_2 + \mathfrak{e}_3 \tag{29}$$

die Grenzbedingung auf den Kapazitätsleitern, aber nicht mehr auf den Stromleitern. Das gibt Veranlassung zu einer Korrektur wie anfänglich bei $\mathfrak{e}_1$. Es entsteht so ein alternierendes Verfahren:

$$\frac{1}{C}\frac{\partial \varrho_n}{\partial s} + L\frac{\partial i_n}{\partial t} = \mathfrak{e}_{n-1}^{(p)}, \tag{30}$$

$$\frac{\partial i_n}{\partial s} + \frac{\partial \varrho_n}{\partial t} = \frac{1}{4\pi}\frac{\partial \mathfrak{e}_{n-1}^{(s)}}{\partial t}, \tag{31}$$

$$\Delta\Phi_{n-1} = 0, \tag{32}$$

$$\left.\begin{aligned} \Phi_{n-1}(\sigma) &= -\Phi_{n-2}'(\sigma) + \alpha_{n-1}, \\ \Phi_{n-1}(\tau) &= -\Phi_{n-2}'(\tau) + \beta_{n-1} \\ (n &= 2, 4, 6; \ldots). \end{aligned}\right\} \tag{33}$$

Die Frage nach der Konvergenz dieses alternierenden Verfahrens und damit die Angabe von Kriterien für zulässige Antennenformen muß der Raumersparnis wegen an anderer Stelle gesondert behandelt werden. Empirisch-zeichnerisches Vorgehen gestattet dort bei jeder vorgelegten Antennenform über die Anwendbarkeit des Verfahrens zu entscheiden.

V. Die Konvergenz vorausgesetzt, liefert unsere Methode Stromstärke i und wahre Ladungen ϱ der gesuchten Lösung des Randwertproblems in der Gestalt

$$i = i_0 + i_2 + i_4 + \cdots \tag{34}$$

$$\varrho = \varrho_0 + \varrho_2 + \varrho_4 + \cdots \tag{35}$$

Es entsteht ferner ein elektrisches Feld

$$\mathfrak{e} = \mathfrak{e}_0 + \mathfrak{e}_1 + \mathfrak{e}_2 + \mathfrak{e}_3 + \cdots, \tag{36}$$

das den Grenzbedingungen genügt, sowie ein magnetisches Feld

$$\mathfrak{h} = \mathfrak{h}_0 + \mathfrak{h}_2 + \mathfrak{h}_4 + \cdots \tag{37}$$

Man setze ferner

$$\mathfrak{e}' = \mathfrak{e}_0' + \mathfrak{e}_1 + \mathfrak{e}_2' + \mathfrak{e}_3 + \cdots \tag{38}$$

$$\mathfrak{e}'' = \mathfrak{e}_0'' + \mathfrak{e}_2'' + \mathfrak{e}_4'' + \cdots \tag{39}$$

Um mit den elektrischen Größen i, $\mathfrak{e}$, ϱ, $\mathfrak{h}$ den Feldgleichungen außerhalb der Leiter genügen zu können, belegen wir jeden Punkt, in welchem $\dot{\mathfrak{e}}' = \frac{\partial \mathfrak{e}'}{\partial t} \neq 0$ mit einem Dipol vom Moment

$$\mathfrak{p} = -\frac{1}{4\pi}\mathfrak{e}'\,df\,dh = -\frac{1}{4\pi}\mathfrak{e}'\,dv, \tag{40}$$

wo df Querschnitt, dh Höhe, dv Volumen eines unendlich kleinen Zylinders bedeuten, dessen Achse in die Richtung der Feldstärke $\mathfrak{e}'$ fällt. Das Feld $\mathfrak{e}^*$, $\mathfrak{h}^*$ dieser Dipole resultiert aus dem Hertzschen Vektor

$$\mathfrak{Z} = -\frac{1}{4\pi}\int \frac{[\mathfrak{e}']_{t-\frac{r}{c}}}{r}\,dv, \tag{41}$$

$$\mathfrak{e}^* = \operatorname{grad}\operatorname{div}\mathfrak{Z} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \mathfrak{Z}}{\partial t^2},\quad \mathfrak{h}^* = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\operatorname{rot}\mathfrak{Z}. \tag{42}$$

Fällt der Aufpunkt in einen „Erregungspunkt", so wird dort der Integrand von (41) unendlich wie r^{-1}. Bei Bildung des Integrals (41) ist daher dieser Punkt durch eine kleine Kugel zunächst auszuscheiden. Läßt man ihren Radius unendlich klein werden, so verschwindet ihr Beitrag und (41) bleibt endlich. $\mathfrak{e}^*$ $\mathfrak{h}^*$ genügen den Feldgleichungen

$$-\dot{\mathfrak{e}}' + \frac{\partial \mathfrak{e}^*}{\partial t} = c \operatorname{rot} \mathfrak{h}^*, \quad \operatorname{div} \mathfrak{e}^* = 0, \qquad (43)$$

$$\frac{\partial \mathfrak{h}^*}{\partial t} = c \operatorname{rot} \mathfrak{e}^*, \quad \operatorname{div} \mathfrak{h}^* = 0. \qquad (44)$$

Wir machen nun die bei schwach gedämpften Antennen wohl meist zulässige Annahme, daß auf den Leitern die Tangentialkomponente von $\mathfrak{e}^*$ verschwindend klein sei. Wie oben bedeutet dies im wesentlichen, daß die Strahlung der Dipole unbehindert nach außen gelangen kann. Wegen (5), (6) usf. ist

$$4\pi i + \frac{\partial \mathfrak{e}''}{\partial t} = c \operatorname{rot} \mathfrak{h}'', \quad \operatorname{div} \mathfrak{e}'' = 0, \qquad (45)$$

$$\frac{\partial \mathfrak{h}''}{\partial t} = c \operatorname{rot} \mathfrak{e}'', \quad \operatorname{div} \mathfrak{h}'' = 0 \qquad (46)$$

und wegen (4), (15) usw.

$$\operatorname{div} \mathfrak{e}' = 0. \qquad (47)$$

Die Größen

$$i, \quad \mathfrak{E} = \mathfrak{e}' + \mathfrak{e}'' + \mathfrak{e}^*, \quad \mathfrak{H} = \mathfrak{h} + \mathfrak{h}^*, \quad \varrho \qquad (48)$$

genügen daher außerhalb der Leiter den Maxwellschen Feldgleichungen

$$4\pi i + \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} = c \operatorname{rot} \mathfrak{H}, \quad \operatorname{div} \mathfrak{E} = 0, \qquad (49)$$

$$\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} = c \operatorname{rot} \mathfrak{E}, \quad \operatorname{div} \mathfrak{H} = 0. \qquad (50)$$

(48) ist die Lösung des Randwertproblems. Dieselbe ist überall endlich außer in den Punkten der Achse des stromführenden Leiters, wo $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{H}$ singulär werden (weil $\mathfrak{e}''$, $\mathfrak{h}$ sich aus Hertzschen Vektoren von der Form (8) herleiten). Sie stellen in großer Entfernung forteilende Wellen dar. Die Wellenstrahlung geht nicht nur von der Strombahn, sondern von allen Punkten der Umgebung der Leiter aus.

Die Funktion

$$\Phi = \Phi_0' + \Phi_1 + \Phi_2' + \Phi_3 + \cdots \qquad (51)$$

liefert die Werte des Potentials auf den Leitern. In dem der Strombahn und den Kapazitätsdrähten gemeinsamen Punkt B (Fig. 1) wird i. a.

$$[\Phi]_{\sigma=b} - [\Phi]_{\sigma=0} = \alpha \neq 0 \qquad (52)$$

sein, d. h. das Potential Φ eine Unstetigkeit erfahren. (Die Forderung der Stetigkeit würde in (13), (26) usw. den Konstanten α_1, β_1, α_3, β_3, ... Bedingungen auferlegen, die im allgemeinen nicht vereinbar sind mit (11), (24) usw. Man kann diesen Potentialsprung beseitigen, indem man in der Sendapparatur S (Fig. 1) eine Verlängerungsspule von der Selbstinduktion L_0 einschaltet, so daß

$$-L_0 \left(\frac{\partial i}{\partial t}\right)_0 = \alpha. \qquad (53)$$

Wenn der Sprung α und $[\Phi]_{s=0}$ entgegengesetztes Vorzeichen haben, so ist anstatt L_0 ein Verkürzungskondensator einzuschalten von der Kapazität C_0, so daß

$$-\frac{1}{C_0}\int i(0)\,dt = \alpha.$$

An der Lösung (48) wird hierdurch nichts geändert. Die bereits durch (1) und (2) festgelegte Wellenlänge kann also nur unter Zuschaltung von L_0 bzw. C_0 ausgestrahlt werden. Die Theorie gestattet, zu jeder gewünschten Betriebswelle die nötige Verlängerungsinduktivität bzw. Verkürzungskapazität, schließlich auch die Eigenwellenlänge der Antenne, zu berechnen.

Besprechungen.

Mitteilungen aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für Eisenforschung zu Düsseldorf. Herausgegeben von Fritz Wüst. Band I, 1920, Band II, 1921.

Von den drei technischen Instituten der Kaiser Wilhelm-Gesellschaft, den für Kohlen-, Eisen- und Metallforschung, gibt jetzt auch das Institut für Eisenforschung seine Arbeiten in einer eigenen Zeitschriftenreihe heraus. Obwohl seine räumliche Errichtung mit mancherlei Schwierigkeiten zu kämpfen hatte und es erst ein provisorisches Unterkommen in Düsseldorf gefunden hat, ja z. T. die Gastfreundschaft der Kruppschen Laboratorien in Anspruch nehmen mußte, so bringen die beiden ersten Bände doch schon eine reiche Fülle von Forschungsergebnissen. Fritz Wüst und Peter Bardenheuer berichten über eine Härteprüfung durch die Kugelfallprobe, welche im Gegensatz zu der Brinellprobe die Ermittlung der Härte auch an großen Werkstücken gestattet. Es hat sich herausgestellt, daß der Quotient aus der Fallarbeit und dem Eindruckvolumen eine Konstante ist und somit als Härtezahl angenommen werden kann, da er, falls das Bärgewicht 1,5 kg überschreitet und nicht zu kleine Fallhöhen genommen werden, unabhängig von diesen Veränderlichen ist. Wichtig ist auch, daß sein Verhältnis zur Brinellhärte konstant (gleich 1,29) ist.

Für die Schlackenbestimmung im Eisen, über die Fr. Wüst und Nikolas Kirpach berichten, hat sich leider noch keine einwandfreie Methode auffinden lassen. Auch ein entsprechend abgeändertes Bromverfahren (nach Schneider) führt nicht in jedem Fall zu eindeutigen Ergebnissen.

Eine sehr eingehende kritische Durcharbeitung der umfangreichen Literatur und eigene Versuche führen Eduard Maurer zu dem Ergebnis, daß die Existenz des Betaeisens weder für gewöhnliche, noch für höhere Temperaturen als bewiesen angesehen werden kann. Dadurch fallen auch die älteren Härtetheorien (von Osmond, André Le Chatelier, Howe); aber auch die neueren genügen durchaus nicht den daran zu stellenden Anforderungen. Um die beim Abschrecken auftretende Härte mit der bei der Kaltbearbeitung entstehenden organisch zu verknüpfen, hat Maurer eine ältere, vergessene Theorie von Thallner aus dem Jahre 1898 entsprechend abgeändert. Danach tritt wirkliche Härtung dann ein, wenn die aus den Gammaeisenteilchen entstehenden Alphateilchen durch das von dem Härtungskohlenstoff geschaffene größere Volumen gezwungen werden, ein, gegenüber ihrem normalen, größeres Volumen einzunehmen. Jedes der einzelnen Alphateilchen wird dadurch in statu nascendi starken Zugspannungen unterworfen. Die sich einstellende Härte ist demnach die Resultante zweier Kräfte, von denen die eine durch das Bestreben der Alphaeisenteilchen, ihr ursprüngliches Volumen einzunehmen, gegeben ist, die andere durch das Bestreben des Härtungskohlenstoffs, den Alphateilchen das ihm eigene Volume

aufzuzwingen. Wenn auch dieser Vorgang sich in kürzester Zeit auszubilden vermag, so werden doch die Teilchen des Alphaeisens zu Beginn desselben in einen Zustand der Kaltreckung geraten; dadurch erklärt sich; daß das durch Abschrecken gehärtete und das kaltdeformierte Alphaeisen qualitativ ähnliche Erscheinungen zeigen.

Die letzte Arbeit des I. Bandes über das Rundwalzen des Drahtes von Fr. Wüst und Fritz Braun behandelt eine rein technische Frage.

Eine Untersuchung von Maurer und Walter Schmidt über den Einfluß verschiedener Legierungsmetalle (einschl. Kohlenstoff) auf einige physikalische Eigenschaften des Eisens lehrt, daß sich der Ausdehnungskoeffizient, die Härte und die Koerzitivkraft additiv aus den Werten des Eisenkarbids, der fremden Metalle und ihrer Karbide zusammensetzen.

Die Stickstoffbestimmung im Eisen läßt sich nach den Versuchen von Fr. Wüst und Joseph Duhr durch Benutzung einer ätherischen Jodeosinlösung als Indikator für das überdestillierte Ammoniak ausführen. Die damit angestellten Bestimmungen haben wichtige Ergebnisse für die verschiedenen Roheisensorten gezeitigt, wenn auch noch nicht durchweg eine restlose Erklärung gegeben werden kann. Feststeht aber, daß das Eisen sich direkt durch den Stickstoff aus der Luft bei höheren Temperaturen zu nitrieren vermag.

Die schon seit langem wichtige Frage über die Ursache der Blaubrüchigkeit des Eisens ist durch Friedrich Körber und Arthur Dreyer gelöst. Eine bei höherer Temperatur bis zu einer bestimmten Spannung gereckte Probe besitzt nämlich die gleichen Werte der Dehnung und Einschnürung wie eine solche, die bei Raumtemperatur bis zur gleichen wahren Spannung gereckt worden ist. Die Ursache der Sprödigkeit des bei Blauwärme gereckten Eisens liegt nun darin, daß bei dieser zur Entwicklung einer bestimmten Reckung eine höhere Spannung erzeugt werden muß, als bei gleicher Reckung bei Raumtemperatur.

In der letzten Arbeit untersuchen E. Maurer und Richard Hohage den Einfluß der Wärmebehandlung auf Spezialstähle und zwar im besonderen auf Chromstähle. Zur Erklärung des Einflusses der Abkühlungsgeschwindigkeit beim Anlassen stellen sie die Hypothese auf, daß die Sonderkarbide in zwei physikalisch verschiedenen Modifikationen vorkommen, von denen Nr. II bei 650° vorhanden sein soll und bei schnellem Ablöschen erhalten bleibt, während es sich bei langsamer Abkühlung oder beim Erhitzen auf 500—550° in Nr. I umwandelt. Will man große Zähigkeit erhalten, so muß man also auf 650° erwärmen und schnell abkühlen. G. Berndt.

Nitsche und Günther, optische Werke, **Die Arten der Brillengläser, Brillen und Klemmer und ihre Anwendung in der Praxis.** 56 S., 112 Abb. i. T. Privatdruck, Rathenow 1920.

Die wissenschaftliche Abteilung dieser bekannten Brillenfirma unter Leitung des Herrn Dr. E. Weiss hat mit Herausgabe dieser kleinen Schrift einen guten Griff getan. Die meisten Brillenträger haben von dem Wesen der Brille so gut wie gar keine Ahnung und können infolgedessen auch nicht beurteilen, wie wichtig es für sie ist, eine in jeder Beziehung richtige Brille zu besitzen. Hierüber gibt die genannte Druckschrift ebenso kurz wie klar Aufschluß.

Im ersten Teil werden die verschiedenen Arten der Brillengläser, ihre optische Wirkung und ihre Anpassung an die Augen beschrieben. Der zweite und dritte Teil behandelt die Brillen und Klemmer in ihren zahlreichen Arten. Es wird eingehend erläutert, wie diese Instrumente den verschiedenen Gesichtsformen angepaßt werden, damit sie den Träger wirksam im Sehen unterstützen, ohne ihm lästig zu fallen oder gar zu schaden oder, um des Verfassers eigene Worte zu gebrauchen, damit sie eine befreiende Sehhülfe und nicht eine schmerzende Sehkrücke werden. Chr. v. Hofe.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Durch den Tod haben wir unser Mitglied, Herrn Geh. Bergrat Prof. Dr. E. Jahnke, Professor an der Technischen Hochschule Berlin-Charlottenburg verloren. Wir werden dem Verschiedenen stets ein ehrendes Andenken bewahren.

Sitzungsankündigungen.

Sitzung am Freitag, den 4. Novbr. 1921, abends $7^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr E. Gehrcke: „Demonstration des Doppler-, Zeeman- und Stark-Effektes."

Sitzung am Freitag, dem 18. Novbr. 1921, abends $7^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berliner Straße 172.

Tagesordnung:

Herr H. Becker: „Der Energiehaushalt Deutschlands."

Sitzung am Freitag, den 2. Dez. 1921, abends $7^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr M. Moeller: „Technische Gasanalyse auf elektrischem Wege mit Fernanzeige durch große Zeigerinstrumente." (Mit Lichtbildern.)

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen;

Seitens des Herrn Prof. Dr. R. Ambronn, Göttingen:
Herr cand. phys. H. Geffcken, Leipzig-Gohlis, Stallbaumstraße 9^{I}.

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
Firma Gelsenkirchener Bergwerks-Aktien-Gesellschaft, Abteilung Schalke, Gelsenkirchen.
Herr Direktor A. Müller, Oberrheinische Metallwerke, Mannheim, Waldparkdamm 3.
Herr F. Richter, cand. phil., Berlin NW. 21, Bochumerstraße 18.
Herr Dipl.-Ing. C. Schlegel, Charlottenburg 4, Goethestraße 31.
Herr M. Sitte, Studienrat am thür. Gymnasium mit Oberrealschule, Greiz i. V., Irschwitzerstraße 18^{I}.
Herr Th. E. Springmann, Dipl.-Ing., Charlottenburg 5, Kantstraße 91.
Herr Dr. G. Timpe, Berlin W. 50, Passauerstraße 17.
Herr Dr. L. Wolf, Assistent am 1. Chem. Inst. der Universität, Berlin N. 4, Hessischestraße 1.

Seitens des Herrn Dr. C. A. Hartmann, Siemensstadt:
Herr E. Neumann, Physiker bei Siemens & Halske, Wernerwerk, Zentral-Laboratorium, Siemensstadt.
Herr Dr. E. Schramm, Berlin O. 112, Gryphiusstr. 3/4.
Herr Dr. K. Stuckardt, Berlin-Charlottenburg, Rosinenstraße 4^{III}.

Seitens des Herrn Prof. Dr. J. Herweg, Halle a. S.:
Herr Dipl.-Ing. F. Bruckner, Halle a. S., Bismarckstraße 24^{II}.
Herr W. Brüderle, Dessau, Wilhelm Müllerstraße 11.

Herr Direktor Dr. W. Erlenbach, Wolfen b. Bitterfeld.
Herr Dr. A. Eschenhagen, Halle a. S., Blumenstr. 1[II].
Herr Dr. R. Fuchs, Dessau, Herzog-Friedrichring 8.
Herr Dr. E. Haussmann, Wolfen b. Bitterfeld, Agfa-Fabrik.
Herr Geh. Bergrat G. Kast, Halle a. S., Advokatenweg 44.
Herr Dr. L. Koeppe, Prof. h. c, Halle a. S., Marienstraße 27b.
Herr E. Kuhnke, Wolfen b. Bitterfeld, Agfa-Werke.
Firma R. Lindner, Halle a. S., Riebeckplatz 2.
Herr cand. phil. L. Matthies, Groitzsch b. Teicha.
Herr E. Reinicke, Fabrikdirektor, Halle a. S., Blücherstraße 14.
Herr Felix Weise, Fabrikdirektor, Halle a. S., Händelstraße 17.
Firma Weise Söhne, Fabrik für Turbinenpumpen, Halle a. S., Turmstraße 94—96.

Seitens des Herrn Dr. E. Hochheim, Heidelberg:
Herr A. Hofmann-Degen, Heidelberg, Handschuhheimerstraße 47.
Herr Dr. O. Schmidt, Chemiker, Bad. Anilin- und Sodafabrik, Ludwigshafen a. Rh., Liststraße 113.
Herr Dr. H. Ufer, Chemiker, Badische Anilin- und Sodafabrik, Ludwigshafen a. Rh., Friesenheimerstraße 101.
Herr Dr. G. Wietzel, physik. Chemiker i. d. Badische Anilin- und Sodafabrik, Ludwigshafen a. Rh., Friesenheimerstraße 101.

Seitens des Herrn Dr. W. Hort, Charlottenburg:
Herr Staatsrat Prof. Dr.-Ing. e. h. C. v. Bach, Exzellenz, Stuttgart, Johannesstraße 53.
Herr Prof. Dr. H. Barkhausen, Dresden, Daheimstraße 10.

Seitens des Herrn Dr. F. Rettig, Berlin-Steglitz:
Herr Dr. A. Gallus, Berlin-Tempelhof, Moltkestraße 19.

Seitens des Herrn Dr. Retzow, Berlin:
Herr M. Herglotz, Ingenieur der A. E. G., Apparatefabrik, Charlottenburg, Sophie Charlottestraße 48.

Seitens des Herrn Dr. Gg. Reutlinger, Darmstadt:
Herr Dr Friedrich Roesener, Hannover, Hermannstraße 23.

Seitens des Herrn Dr. Ludwig Schiller, Leipzig:
Firma Körting & Mathiesen A.-G., Fabrik für Bogenlampen und Elektrizitätszähler, Leutzsch bei Leipzig.
Firma Joh. Nitzsche, Leipzig, Karlstraße 1, „Karlshof“, Kinematographen und Films.

Seitens des Herrn Dr. M. Sjöström, Upsala:
Herr Hr. Laborator Dr. Bengt Beckmann, Upsala.
Herr Amanuens Lic. Torsten Wetterblad, Upsala.

Seitens des Herrn R. Swinne, Berlin-Friedenau:
Herr Dr. W. Traub, Osram-Werke, Berlin NW., Sikkingenstraße 71.

Seitens des Herrn C. Todleben, Berlin-Wilmersdorf:
Herr Ing. F. Wedershoven, Berlin-Friedenau, Bornstraße 1.

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Wiegner, Leipzig:
Herr Prof. Dr. phil. M. Büchner, Studienrat, Reichenbach i. Vogtl., Kronprinzenstraße 7.
Herr Prof. Dr. Joh Gelfert, Oberstudiendirektor, Zwickau i. S., Carolastraße 32.
Herr M. Haase, Telegraphenpraktikant, Leipzig, Lößnigerstraße 44.
Herr A. Hohmann, Oberstudiendirektor, Leipzig, Kronprinzstraße 45.

Seitens des Herrn Dr. Wiesent, München:
Herr Erich Lutze, stud. phys., München, Zentnerstraße 26[III].

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. von Auwers, früher Danzig-Langfuhr, jetzt Greifswald, Am Graben 8[II].
Herr Dr. R. Berthold, früher Göttingen, Wilhelm-Weber-Straße 33, jetzt Steinsgraben 3.
Herr H. Friedrich H. Brandt, früher Dresden-A., Münchenerstraße, jetzt Dresden-A. 16, Heubnerstr. 21.
Herr Dr. A. Gehrts, früher Friedenau, Cranachstraße 5, jetzt Berlin Friedenau, Wiesbadenerstraße 4.
Herr Dr. L. C. Glaser, früher Berlin, jetzt Würzburg, Physik. Inst. der Universität.
Herr Dr. Glasser, früher Mannheim-Neu-Ostheim, jetzt Ludwigshafen a. Rh., Bismarckstraße 60.
Herr Dr. C. A. Hartmann, früher Charlottenburg, jetzt Siemensstadt, Brunnenstraße 16[IV].
Herr G. Heisen, früher Marburg, jetzt Gießen, Alicenstraße 11[I].
Herr Prof. Dr. Hilpert, früher Cöln a. Rh., Rheinische Elektrowerke, jetzt Berlin W. 57, Potsdamerstr. 75, i. Fa. Koholyt A.-G.
Herr Obering. Richard Hirsch, jetzt Charlottenburg, Kantstraße 146[I] (früher Carmerstraße).
Herr Prof. Dr. E. Jänecke, jetzt Heidelbrg, Schillerstraße.
Herr Dr. W. John, jetzt Berlin NW. 6, Karlstraße 40[III].
Herr Prof. Dr. F. Kerschbaum, früher Berlin-Wilmersdorf, Deidesheimerstraße 12, jetzt Frankfurt a. M., Königstraße 72.
Herr cand. phys. Kirchner, früher Jena, Dornburgerstr., jetzt Jena, Talstraße 54[III].
Herr Dr. W. Köhler, früher Frankfurt a. Oder, jetzt Bingen a. Rh., Taunusstraße 4.
Herr Prof. Dr. W. Kossel, jetzt Kiel, Feldstraße 134[III].
Herr Prof. Dr. E. Krüger, früher Danzig, jetzt Greifswald, Domstraße 10.
Herr Prof. Dr. C. Mainka, früher Biskupieze (Oberschl.), jetzt Göttingen, Wiesenstraße 3[I].
Herr Jos. Merzkirch, früher Marburg, Kugelgasse 15, jetzt Marburg, Am Plan 4.
Herr Dr. Otto Reinkober, früher Danzig, jetzt Greifswald, Physik. Inst. der Universität.
Herr Geh. Rat Prof. Dr. Spiess, jetzt Berlin-Lichterfelde, Knesebeckstraße 8.
Herr Dr. Guido Szivessy, jetzt Münster i. W., Langenstraße 27.
Herr Dr. Hans Vogel, früher Oggersheim b. Ludwighafen a. Rh., jetzt Berlin-Charlottenburg, Dankelmannstraße 54a
Herr Dr. Karl Wolff, früher Berlin W. 57, Dennewitzstraße 23, jetzt München, Enhuberstraße 4.

Ausgeschieden.

Herr Fr. Robert Böker, Leipzig-Leutzsch, i. Fa. Körting & Mathiesen A.-G., ist ab 1. Januar 1922 aus der Mitgliederliste zu streichen.
Herr Dr. Erich Haupt, Stolp in Pommern, ist ab 1. Januar 1922 aus der Mitgliederliste zu streichen.
Herr Dr. H. Wiesinger, Berlin W. 50, Gaisbergstraße, ist verstorben und aus der Mitgliederliste zu streichen.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Hamburg.

Sitzung am Mittwoch, den 19. Okt. 1921, abends 7½ Uhr, in den Technischen Staatslehranstalten, Lübeckertor 24.

Tagesordnung:

Vortrag des Herrn Schaefer: „Ein neues Musikinstrument und seine physikalischen Grundlagen".

Sitzung am Donnerstag, den 10. Nov. 1921, abends 7½ Uhr, in den Technischen Staatslehranstalten, Lübeckertor 24.

Tagesordnung:

Herr Dreyer: „Über Reinlichtlampen". (Mit Demonstrationen.)
Herr Coulmann: „Über den Segelflug".

Sitzung am Mittwoch, den 30. Nov. 1921, abends 8 Uhr im Physikalischen Staatsinstitut, Jungiusstraße 9.

Tagesordnung:

Herr von Dechend: „Die moderne Röntgenröhre".

Der 1. Vorsitzende: Dr. Hans Schimank.

Ortsgruppe Halle a. d. Saale.

Bericht über die 1. Hauptversammlung am 5. Nov. 1921.

Nach einem Bericht des Unterzeichneten über die Gründung der Ortsgruppe erfolgte die Annahme der Satzungen und die Wahl des Vorstandes. Es wurden gewählt zum:

1. Vorsitzenden: Herr Geh. Rat Prof. Dr. G. Mie, Halle.
2. Vorsitzenden: Herr Dr. Bube, Halle a. S.
1. Schriftführer: Herr Prof. Dr. J. Herweg, Halle a. S.
2. Schriftführer: Herr Prof. Wiegand, Halle a. S.
Schatzmeister: Herr Fabrikbesitzer F. Weise, Halle a. S.

Zu Mitgliedern des Beirates:

Herr Dipl.-Ing. Deimler,
Herr Dipl.-Ing. Knörlein,
Herr Prof. Dr. Schmidt,
Herr Prof. Schrader,
Herr Dr. Seiferheld,
Herr Prof. Dr. Straub,
Herr Prof. Dr. Tubandt.

Der wissenschaftliche Teil brachte zwei Vorträge. Es sprachen:

Herr Prof. Neumann (Hannover) über „Die Physik der Verbrennungserscheinungen".
Herr Dr. R. Becker (Charlottenburg) über „Die Explosionsvorgänge".

Die lebhaften Diskussionen zeigten das rege Interesse, welches den Vorträgen entgegengebracht wurde.

Eine Anzahl von Herren meldete sich als neue Mitglieder an.

Der 1. Vorsitzende: Geh. Rat Mie.

Ortsgruppe Kiel.

Sitzung am 31. Oktober 1921, abends pünktlich 8½ Uhr, in der Seeburg, Düsternbrookerweg 2.

Tagesordnung:

1. Vortrag des Herrn Hoffmann: „Rahmenempfang in der drahtlosen Telegraphie".
2. Bericht des Herrn Simon über die Jahrestagung in Jena.
3. Verschiedenes.

Der 1. Vorsitzende: Richter.

Ortsgruppe Heidelberg-Ludwigshafen-Mannheim.

Bericht

der 4. Sitzung des Vorstandes und Beirates der Deutschen Gesellschaft für technische Physik, Ortsgruppe Heidelberg-Ludwigshafen-Mannheim, am 20. Okt 1921 in der Vereinswohnung des Elektrotechnischen Vereins Mannheim.

Tagesordnung:

1. Wahl des Vorstandes und Beirates.
2. Erhöhung der Beiträge.
3. Arbeitsprogramm Wintersemester.
4. Statuten.
5. Bericht über Jena.
6. Anträge und Vorschläge.

Zu Punkt 1: Wahl des Vorstandes und Beirates.

Nach eingehender Besprechung wird vorgeschlagen:
zum 1. Vorsitzenden Herr Dr. Hochheim,
zum 2. Vorsitzenden Herr von Dallwitz-Wegner (Heidelberg).

Den Mitgliedern wird ferner empfohlen:
Herrn Dr. Gmelin,
Herrn Dr. Eisenhut,
Herrn Dr. Hochschwender,
Herrn Lux
in den Beirat zu wählen.

Mit den genannten Herren wird im Laufe der nächsten Tage Fühlung genommen, damit die Wahl möglichst im Block erfolgen kann.

Zu Punkt 2: Erhöhung der Beiträge.

Unter Bezugnahme auf den in Jena gefaßten Beschluß wurde mitgeteilt, daß ab 1. Januar 1922 die Beiträge erhöht werden.

Zu Punkt 3: Arbeitsprogramm Wintersemester.

Bis einschließlich Februar sind folgende Vorträge in Aussicht:

in der 1. Hälfte des November: Dr. Dallwitz-Wegner: Über Schmierölprüfung.
in der 2. Hälfte des November, wenn möglich Herr Rottgardt von der Huth-Gesellschaft in Berlin, gleichzeitig als Werbevortrag, und zwar: „Das Johnsen-Rahbecksche elektrostatische Relais und seine Anwendungen".
Dezember: Dr. Hofmann-Degen: Über Kristallstruktur.
Januar: Herr Keller: Wechselstromversuche.
Februar: Herr Wichert: 2 Vorträge über Schwingungen bei elektrischen Lokomotiven.

Ferner soll versucht werden, Herrn K. W. Wagner (Berlin) für einen Vortrag zu gewinnen und zwar über die in Jena vorgetragenen Kettenleiter.

Herr Loss wurde beauftragt, mit Herrn Dr. Gehlhoff (Berlin) sofort in Verbindung zu treten, um zu erfahren, ob und zu welchen Bedingungen Herr Rottgardt als auch Herr Wagner für einen Vortrag zu gewinnen wären.

Zu Punkt 4: Statuten Ortsgruppe.

Die Statuten werden im Laufe der nächsten Zeit gedruckt und den einzelnen Mitgliedern übersandt.

Zu Punkt 5: Bericht über Jena.

Herr Dr. Hochheim konnte mit Befriedigung feststellen, daß das in Jena Gehörte und Gesehene wohl auf alle Teilnehmer einen großen Eindruck hinterlassen hat und daß soviel Neues und Interessantes geboten wurde, daß es empfehlenswert wird, wenn in unseren Versammlungen über die technische Physik in kurzen Zügen berichtet wird.

Herr Dr. Hochheim erklärte sich bereit, den Teil für die reine Physik zu übernehmen und Herr Dr. Thum und Herr Ing. Loss teilten mit, daß sie bereit sind, über die gehörten Vorträge der technischen Physik Bericht zu erstatten.

gez. Loss.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1921 | Zweiter Jahrgang | Nr. 12

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Über technische Akustik, mit besonderer Berücksichtigung des Unterwasserschall-Signalwesens.

Von H. Hecht.

(Schluß aus Nr. 10.)

Nachdem ich Ihnen in aller Kürze und ohne nähere Beweise die Beziehungen genannt habe, von denen die an Schallapparaten am meisten interessierenden Größen, wie Schalleistung und Dämpfung, abhängen, wollen wir uns dem

Aufbau der Schallapparate

zuwenden, und zwar zunächst dem Senderapparat.

Jeder Schallsender hat eine doppelte Aufgabe zu erfüllen: Die zugeführte Energie in mechanische Schwingungsenergie umzusetzen und die erzeugten Schwingungen an das betreffende Medium zu übertragen. Dies kann, analog wie in der Funkentelegraphie, dadurch geschehen, daß der Schallsender nur aus einem einzigen Schwingungskreise oder aus zwei und mehreren durch Kopplung miteinander verbundenen Schwingungskreisen gebildet wird.

Das Schema eines nur ein Schwingungsgebilde enthaltenen Senders kann zweierlei Art sein:

1. ein an sich geschlossener Schwingungskreis, der strahlende starre Flächen steuert und hierdurch aus einem geschlossenen zu einem offenen Schwingungskreise wird,

2. ein Schwingungsgebilde mit stetig verteilter Masse und Elastizität, das selbst strahlende Flächen besitzt, d. h. offen ist.

Die erste Art können wir uns dadurch praktisch hergestellt denken, daß die Dimensionen der Massen eines Tonpilzes nicht mehr klein zur Wellenlänge sind und die zweite Art, die ein volles Analogon zu einer funkentelegraphischen Antenne ist, durch eine am Rande eingespannte Membran.

Ich will im folgenden des näheren ausführen, daß diese aus nur einem Schwingungskreis gebildeten Sender den verschiedenen und gleichzeitig zu erfüllenden Bedingungen und Anforderungen der Praxis nicht genügen können, und daß man ebenso, wie in der Funkentelegraphie, zu zwei miteinander gekoppelten Schwingungskreisen übergehen muß, von denen der eine ein offenes schwingungsfähiges Strahlergebilde, eine Antenne, und der andere ein geschlossener Schwingungskreis ist, in dem die Erregung erfolgt.

Der Schallsender nach dem Prinzip des geschlossenen Schwingungskreises und der starren strahlenden Fläche kann, wie bereits ausgeführt, durch einen Tonpilz hergestellt werden, von dessen Massen Schallstrahlung ausgeht. Jede der beiden Massen stellt für sich einen Strahler erster Ordnung dar. Um einen Strahler nullter Ordnung zu erhalten, müßte man den Tonpilz in ein Gehäuse einbauen und entweder nur die zu- oder abgewandten Flächen der beiden Schwingungsmassen auf das Medium wirken lassen, oder eine Masse mit einer strahlenden Fläche verbinden und die andere Masse vollständig aus dem Strahlungsmedium entfernen. Eine theoretische Lösung wäre durch die reibungsfrei in einem unendlich schmalen Schlitz schwingende Kolbenmembran denkbar. Diese ist praktisch aber nicht ausführbar, zumal wenn es sich um den Bau von druckdichten Schallapparaten handelt. Eine andere Lösung, die strahlende Fläche nach dem Prinzip der atmenden Kugel oder der eingespannten Membran auszubilden, würde in der praktischen Ausführung elastische Kräfte innerhalb des Konstruktionsmaterials der Fläche hervorrufen, die mit der Eigenmasse und der Mediummasse zusammen ein Schwingungsgebilde ergeben würden. Damit wäre aber aus dem Einkreissender, von dem wir ausgingen, ein aus zwei selbständigen und miteinander gekoppelten Schwingungsgebilden bestehender Sender geworden, den wir generell später betrachten wollen und als definitive Lösung kennen lernen werden.

Die zweite Art, wie wir einen aus nur einem Schwingungskreis bestehender Sender bauen könnten, führt uns in ihrer einfachsten Konstruktion auf eine an ihrem Rande in einem Ringe eingespannte Membran. Damit ebenso wie bei den zu Strahlern ausgebildeten Massen eines Tonpilzes auch hier die Doppelfläche nicht zu einem Strahler erster Ordnung wird, müssen wir die Membran in ein starres Gehäuse einbauen und nur die eine Fläche

auf das Medium wirken lassen. Mit solchen direkt erregten Strahlergebilden kann man nun aber im allgemeinen nicht so gute Wirkungsgrade und genügend große Dämpfungen wie bei der Verwendung zweier gekoppelter Schwingungskreise erhalten. Ich will jedoch auf die direkte Erregung eines Strahlergebildes näher eingehen, da zum Studium der Frage, von welchen Faktoren Wirkungsgrad und Dämpfung abhängen, die Untersuchung am einfachen Schwingungskreis leichter und anschaulicher durchzuführen ist.

Um die Vorstellung zu fixieren, denken wir uns das schwingungsfähige direkt erregte Strahlergebilde folgendermaßen realisiert:

In einem starren Gehäuse *G* der Fig. 1 ist eine frei an das betreffende Medium angrenzende Membran *M* befestigt. Im Mittelpunkte der Membran befindet sich ein Anker *A* aus Eisen und dem Gehäuse und dem Anker gegenüber ein aus Eisen bestehendes Feld *F*. Die im Mittelpunkte der Membran schwingend an-

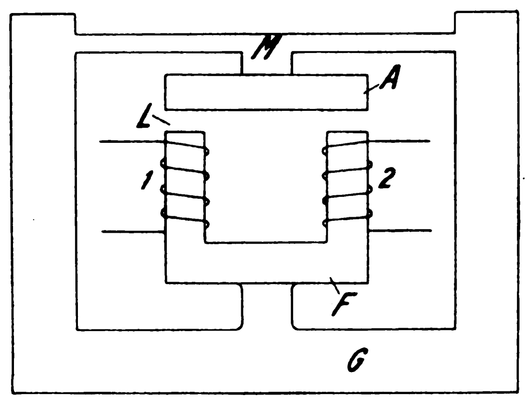


Fig. 1.

zunehmende Masse, die aus Eigenmasse der Membran, Ankermasse und mitschwingender Mediummasse besteht, bildet die eine Masse des Äquivalenttonpilzes und die Gehäuse- und Feldmasse die andere, während die Elastizität durch die elastischen Eigenschaften des Membranmaterials gebildet wird. Wir erhalten einen Strahler nullter Ordnung, wenn das Gehäuse ruht, d. h. wenn die Membranschwingungsmasse klein gegen die Gehäuseschwingungsmasse ist. Die Erregung denken wir uns elektrisch und haben damit für unsere theoretischen Betrachtungen ein anschauliches und leicht herstellbares Modell eines direkt erregten schwingungsfähigen Strahlergebildes gefunden.

Die nähere Überlegung zeigt nun, daß ein solcher Schallapparat im allgemeinen nach zwei Richtungen hin noch nicht den Ansprüchen, die die Praxis an ihn stellen muß, genügt, und zwar sowohl bezüglich der Dämpfung als auch besonders bezüglich seines Wirkungsgrades.

Bei kontinuierlicher Erregung, wie es beispielsweise die elektrische in unserem Modell ist, darf man mit Rücksicht auf die im Betrieb zu erreichende Tourenkonstanz der Erregung unter einen Mindestbetrag der

Dämpfung

nicht heruntergehen, wenn man bei den praktisch auftretenden Verstimmungen den Wirkungsgrad im Verhältnis zum Resonanzwirkungsgrad nicht wesentlich verschlechtern will. Bei Stoßsendern und sich selbst steuernden Apparaten, wie es beispielsweise der einen Wasser- oder Luftstrom öffnende und schließende Membransender ist, ist die Frage dieses Dämpfungsminimums nicht von der gleichen Bedeutung, doch wollen wir mit Rücksicht auf den sehr häufigen Fall der kontinuierlichen Erregung näher auf diesen Punkt eingehen.

Bei Wasserschallsendern liegen die Verhältnisse so, daß man mit praktisch anwendbaren Membranen bei der direkten Erregung keinen Strahlungswiderstand und keine Strahlungsdämpfung erreichen kann, die genügend groß wäre, um sehr komplizierte Einrichtungen für Tourenregelung entbehrlich zu machen.

Dient aber das beschriebene Modell dazu, Schall in Luft zu erzeugen, so liegen die Verhältnisse noch sehr viel ungünstiger. Die Strahlungsdämpfung ist von den geometrischen Abmessungen der Membran, solange man Materialien von wesentlich größerer Dichte als die Luft anzuwenden gezwungen ist, praktisch überhaupt nicht mehr abhängig und nur noch durch das Membranmaterial bestimmt. Für Stahlmembranen jeder Größe und jeder Abstimmung beträgt beispielsweise die Strahlungsdämpfung in Luft nur 0,002 und wird auch für andere Materialien nicht sehr viel größer, da es auf das Verhältnis von Elastizitätskoeffizient zu Dichte ankommt, und da diese beiden Größen im allgemeinen gleichzeitig zu- und abnehmen. Diese geringe Dämpfung von 0,002 hat nun folgende praktische Bedeutung: Nimmt man an, daß man die Umdrehungszahl der Erregermaschine auf 1% genau halten kann, so würde bei der geringen Verstimmung von ± 1% der Schallsender bereits nur noch etwa 1‰ von derjenigen Schalleistung strahlen können, die er bei Resonanz abgibt. Dies sind aber für die Praxis ganz unmögliche Zahlen, und ich brauche erst gar nicht mehr daran zu erinnern, daß in Wirklichkeit die Strahlungsdämpfung durch das Anbringen von Konstruktionsmasse noch weiter verkleinert und im Falle Konstruktionsmasse = Mediummasse die Hälfte, d. h. 0,001 wird. Die Gesamtdämpfung wird ja allerdings stets größer als die Strahlungsdämpfung sein, da nicht zu vermeidende Dämpfung durch mechanische Reibungswiderstände und durch innere Reibung in dem elastisch beanspruchten Material zur Strahlungsdämpfung hinzutreten. Um den akustischen Wirkungsgrad des Senders aber nicht unnötig zu verschlechtern, muß es unser Bestreben sein, diese

schädliche oder Verlustdämpfung so gering wie möglich zu halten. Ich komme auf den Zusammenhang zwischen Strahlungsdämpfung und Verlustdämpfung einerseits und akustischen Wirkungsgrad andererseits noch später zu sprechen und wende mich zunächst der Frage des

Wirkungsgrades

überhaupt zu, und wir werden sehen, daß das direkt erregte schwingungsfähige Strahlergebilde auch bezüglich des Wirkungsgrades ebenso wie bezüglich der Dämpfung den Anforderungen der Praxis nicht genügt.

Unter mechanischem Wirkungsgrad verstehe ich den Bruchteil der zugeführten Energie, der in mechanische Form verwandelt wird. Die in mechanische Form verwandelte Energie setzt sich aus zwei Teilen zusammen: aus abgestrahlter Schallenergie und aus im Apparat verbleibender mechanischer Reibungsenergie. Unter akustischem Wirkungsgrad verstehe ich den Bruchteil der zugeführten Energie, der in Schallenergie verwandelt wird. Schließlich und zuletzt interessiert uns natürlich nur der akustische Wirkungsgrad. Da aber der mechanische Wirkungsgrad den Ausgangspunkt für die Berechnung des akustischen bildet, müssen wir uns zunächst mit dem mechanischen Wirkungsgrad beschäftigen, der ein Maß für die Güte und Vollkommenheit der Verwandlung der zugeführten Energie in mechanische Form ist.

Bleiben wir bei dem Beispiel der durch einen Wechselstromelektromagneten direkt erregten Membran, so können wir ein sehr wichtiges und allgemein gültiges Gesetz anschaulich ableiten. Auf den an der Membran befestigten Anker übt das magnetische Wechselkraftlinienfeld eine mechanische Zugkraft aus, unter deren Einwirkung die Schwingungen von Anker, Membran und Medium erfolgen. Die mechanische Energie ist bis auf den Faktor $^1/_2$ das Produkt aus den Maximalwerten der mechanischen Kraft und der mechanischen Amplitude. Dies Produkt muß natürlich das gleiche an der Erzeugungsstelle der mechanischen Energie, am schwingenden Anker, und an der Energieabgabestelle, an der schwingenden Membran sein. Darüber hinaus haben wir nun aber noch durch die direkte Befestigung des Ankers an der Membran erzwungen, daß auch die beiden Komponenten der Energie im einzelnen einander gleich sind, nämlich Kraft und Weg am elektromagnetischen Anker, und Kraft und Weg im Schallfelde an der Membran. Dies ist rein energetisch betrachtet nicht nötig, und es fragt sich sehr, ob es vom ökonomischen Standpunkte aus gerechtfertigt und erwünscht ist. Eine einfache Überlegung zeigt nun, daß im Gegenteil in der Mehrzahl der Fälle diese direkte Befestigung des Ankers an der Membran, d. h. überhaupt die direkte Erregung des schwingungsfähigen Strahlergebildes zu schlechten Wirkungsgraden führen muß.

Wie ganz allgemein die Verwandlung von Energie aus einer Form in eine andere bei der Unvollkommenheit jeden Materials niemals restlos erfolgen kann, sondern stets ein bestimmter Bruchteil pro Umwandlungsprozeß in Form von Wärme verloren geht, so geschieht es auch in unserem Modell bei der Verwandlung der elektrischen Energie in mechanische Form und mit jeder der beiden Komponenten, Kraft und Weg, sind Verluste verknüpft. Es ist gar nicht gesagt, sondern wäre als höchst merkwürdiger Zufall zu betrachten, wenn bei einer willkürlich getroffenen Anordnung bereits das Minimum der Gesamtverluste erreicht wäre. Ohne nähere Rechnung und aus dem rein intuitiven Gefühl des Ingenieurs heraus, kann man behaupten, daß dieses Minimum dann eintritt, wenn die Verlustanteile, die von den beiden Komponenten der Arbeit stammen, einander gleich sind. Solange nämlich die von der einen Komponente herrührenden Verluste bestimmend sind, kann man den betreffenden Apparat noch verbessern, indem man diese Komponente verkleinert und die andere vergrößert unter Konstanthaltung ihres Produktes. Wir stoßen hiermit in der Akustik auf das Problem des Hebels, der uns gestattet, die gleiche Energie nach Belieben aus großem Weg und kleiner Kraft auf kleinen Weg und großer Kraft bzw. umgekehrt umzuformen, um dasselbe zu erreichen wie in der Elektrotechnik durch Benutzung eines elektrischen Transformators.

Verfolgen wir die Verhältnisse in unserem Beispiel der direkt erregten Membran näher, und denken wir uns, wir hätten die Aufgabe, einen mit möglichst geringen Verlusten, d. h. hohem Wirkungsgrade arbeitenden Unterwasserschallsender zu bauen, so ergibt sich folgendes Bild: Die Verluste des mit verhältnismäßig hoher Frequenz betriebenen Elektromagneten der einen der Maximalamplitude entsprechenden sehr geringen Luftspalt besitzt, bestehen im wesentlichen aus Hysterese- und Wirbelstromverlusten im Eisen und nur zum geringen Teil aus Kupferverlusten. In dem Maße, wie wir bei konstanten Verhältnissen an der Membran die Amplitude am Anker steigern, können wir den Elektromagneten mit geringeren Kräften, d. h. geringeren Wechselfeldern und damit kleineren Eisenverlusten betreiben und nehmen dadurch nur — von zunehmender Streuung sei abgesehen — eine Vergrößerung der überhaupt noch nicht in Betracht kommenden Kupferverluste durch die Vergrößerung des Luftspaltes in Kauf. Die Gesamtverluste werden ein Minimum und der mechanische Wirkungsgrad ein Maximum werden, wenn beide Verluste gleich groß sind. Für unser Beispiel ergibt sich also die Forderung einer Amplituden-Kraftübersetzung vom Anker nach der Membran hin

im Sinne von abnehmender Amplitude und zunehmender Kraft.

Ich habe bereits auf den Hebel als das klassische Mittel zur Lösung dieser Aufgabe hingewiesen, und wenn man im allgemeinen in der Akustik nicht oder nur ungern von ihm Gebrauch macht, so hat das folgende Gründe:

Die Anwendung eines Hebels ist an zwei Voraussetzungen geknüpft, die erfüllt sein müssen, wenn er richtig als Amplitudenkrafttransformator arbeiten soll. Es ist notwendig, daß die Hebelarme zwischen den Angriffspunkten starr sind, und daß in den Drehpunkten keine schädliche Lose vorhanden ist. Für einen Schwingungsvorgang ist ein Stab oder dergleichen starr, wenn er nur höhere Eigentöne besitzt als der Arbeitsfrequenz entspricht. Im allgemeinen führt diese Forderung zur Anwendung sehr großer toter Massen, die zu großen wattlosen Energien Veranlassung geben, die Dämpfung verringern und damit den Betrieb mit Rücksicht auf die unvermeidlichen Tourenschwankungen der Erregung sehr erschweren. Die geringste Lose aber in den Gelenken und Drehpunkten führt zu einem Totlaufen der Energie als Reibungsarbeit in diesen Gelenken und Drehpunkten selbst und geht auf Kosten des Wirkungsgrades.

Ein viel eleganteres Mittel zur Kraftamplitudentransformation bei Anwendung von mechanischen Schwingungskreisen bietet sich im Tonpilz dar, indem man die Eigenschaft benutzt, daß seine beiden Massen bei verschiedener Größe auch verschiedene Amplituden ausführen.

Damit verlassen wir aber das direkt erregte schwingungsfähige Strahlergebilde und kommen zu den Schallapparaten, die dadurch charakterisiert sind, daß mit einem geschlossenen Schwingungskreis ein selbständig schwingendes Strahlergebilde gekoppelt ist, eine Anordnung, die ihr volles Analogon in einer mit einem geschlossenen elektrischen Kreise gekoppelten Antenne hat.

Würden wir die Anordnung so treffen, daß wir den Tonpilz im Mittelpunkte der als Strahler dienenden Membran befestigen und mit der Grundschwingung der Membran koppeln, so würden wir wohl den einen Teil unserer Aufgabe lösen und einen Unterwasserschallsender mit annähernd richtigem Übersetzungsverhältnis und gutem Wirkungsgrade herstellen können, aber die Dämpfung würde noch zu gering ausfallen, da wir die an sich schon geringe Strahlungsdämpfung der Membran durch Anbringung der einen Masse des Tonpilzes noch weiter verkleinert haben, und da als resultierende Dämpfung in der doppelwelligen Kurve höchstens die Hälfte dieser Strahlungsdämpfung an jeder der beiden Resonanzstellen zur Wirkung kommt.

Um die Aufgabe auch hinsichtlich der Dämpfung zu lösen, müssen wir darauf ausgehen, eine stark gedämpfte strahlende Membranschwingung mit dem Erregerkreis zu koppeln und wir finden eine solche nicht in der Grundschwingung, sondern in der Ober- oder Ringschwingung, die in der Nähe der Stelle $r = R/2$ einen Schwingungsbauch und am eingespannten Rande der Membran und auf einem konzentrischen Kreise in der Nähe des Mittelpunktes eine Knotenlinie besitzt. Der Radius dieser inneren Knotenlinie ist durch das Massenverhältnis der einzelnen Schwingungsmassen bestimmt. Diese Ringschwingung besitzt große Strahlungsdämpfung, da fast gar keine Konstruktionsmasse mit der Maximalamplitude verbunden ist. Das akustische Schaltungsschema dieser beiden gekoppelten Kreise besteht in vereinfachter Darstellung aus zwei Tonpilzen, von denen der eine der geschlossene Schwingungskreis ist, in dem die Erregung erfolgt, und der andere das strahlende offene Schwingungsgebilde der Ringschwingung ist. Daß die an der Stelle $r = R/2$ schwingende Ringmasse noch mit einer Elastizität gegen die im Verhältnis als unendlich groß anzunehmende Randmasse verbunden ist, habe ich als für die schematische und prinzipielle Betrachtung unerheblich fortgelassen. Durch das Massenverhältnis kann man den Grad der Kopplung und hierdurch und durch die Lage der Resonanzfrequenzen der beiden Schwingungskreise vor der Kopplung in weitem Maße die resultierende doppelwellige Resonanzkurve beeinflussen. Mit Rücksicht auf den von der Praxis geforderten Charakter dieser Kurve und besonders mit Rücksicht auf die Dämpfungen an den beiden Resonanzstellen kann man im allgemeinen die Übersetzung des Tonpilzes nicht so groß wählen, wie es im Hinblick auf den Wirkungsgrad wünschenswert wäre. Denn bei steigendem Übersetzungsverhältnis erhält man in der mit immer größerer Amplitude schwingenden freien kleineren Masse des Tonpilzes immer größere wattlose Energien und damit immer kleinere Dämpfungen, und man wird häufig die optimale Grenze nicht erreichen, bei der die von den beiden Arbeitskomponenten herrührenden Verluste einander gleich sind. Man wird aber bei der Berücksichtigung aller in Betracht kommenden Verhältnisse wohl stets eine Anordnung finden, die bei genügend großer Dämpfung noch Wirkungsgrade ergibt, mit denen sich praktisch sehr gut arbeiten läßt.

Die besondere Ausführung eines nach den genannten Prinzipien gebauten Unterwasserschallsenders zeigt Fig. 2.[1])

Nach meinen einleitenden Worten, in denen ich von der Schwierigkeit der experimentellen Bestimmung von Schalleistungen und damit von Wirkungsgraden überhaupt gesprochen habe und nachdem

[1]) Die Beschreibung des Unterwasserschallsenders kann hier unterbleiben, da hierüber eine besondere Veröffentlichung erfolgt ist. Zeitschr. für techn. Physik **2** (1921), S. 1 und 33.

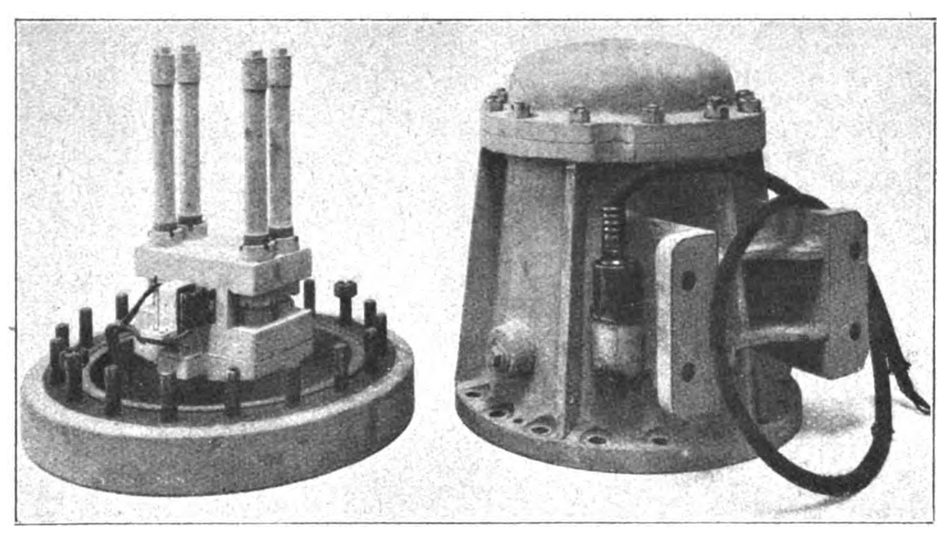


Fig. 2.

ich dem Mangel an geeigneten einfachen Meßmethoden die Hauptursache der Unvollkommenheit der Schallapparate bisher zugeschrieben habe, werden Sie wohl vermißt haben, daß ich auf diesen Haupt- und Kardinalpunkt noch nicht näher eingegangen bin. Die Ursache und die Erklärung hierfür liegen darin, daß ich zuerst mit möglichster Klarheit die Grundbegriffe und Grundformeln aufstellen und das Schema für einen theoretisch richtig konstruierten Schallapparat entwerfen wollte. Nachdem dies nun geschehen ist, wenden wir uns der Frage der

experimentellen Bestimmung von Schallleistung und Wirkungsgrad

zu.

Nachdem die Frage des Wirkungsgrades überhaupt angeschnitten war, und nachdem die Grundbegriffe, Schalleistung, Strahlungs- und Verlustdämpfung usw. klar definiert waren, war auch eine Methode gegeben, um diese Größen experimentell messen zu können; und diese Methode ist besonders einfach und elegant im Falle der elektromagnetischen Erregung, da man für die Messung elektrischer Größen über Meßinstrumente jeder Art verfügt.

Wie es in der Funkentelegraphie in der Praxis keinem Ingenieur einfallen wird, das Feld in der Nähe der Antenne auszumessen, um die gestrahlte Leistung seiner Station zu bestimmen, sondern wie er sich auf Messungen der Stromstärke in der Station und auf den durch theoretische Berechnung oder Messung gefundenen Strahlungswiderstand beschränkt, so gingen auch wir auf Messungen der unverwandelten Primärenergie zurück und sind der Funkentelegraphie gegenüber dadurch im großen Vorteil, daß wir unseren Strahlungswiderstand experimentell sehr leicht und direkt bestimmen können, indem wir unsere Antenne aus dem Strahlungsmedium entfernen. Für die experimentelle Bestimmung des mechanischen Wirkungsgrades und der dazugehörigen Dämpfung im Strahlungsmedium haben wir bei elektromagnetisch erregten Schallsendern die Methode der wattmetrischen Aufnahme der Resonanzkurve im Primärkreise ausgebildet, die die gesamte Leistung in die beiden Komponenten, mechanische Leistung und Eisen-Kupferverluste, zu trennen gestattet. Um die mechanische Leistung des weiteren in ihre beiden Bestandteile, Schallleistung und mechanische Reibungsverluste, zu zerlegen, müssen wir eine zweite Resonanzkurve des Schallsenders in einem Medium aufnehmen, in dem er keine Schallarbeit verrichtet. Für einen Luftschallsender müßte man aus Luft von Atmosphärendruck in Luft wesentlich verringerten Druckes und im Idealfall ins Vakuum gehen, für einen Wasserschallsender genügt praktisch eine Aufnahme in Luft von Normaldruck, da die Strahlungswiderstände von Luft und Wasser sich wie 1 : 3600 verhalten.

Nennen wir den mechanischen Wirkungsgrad und die Dämpfung im Strahlungsmedium η und $\mathfrak{d}$ und den mechanischen Wirkungsgrad und die Dämpfung im Medium mit wesentlich verringertem Strahlungswiderstande η_0 und $\mathfrak{d}_0$, so ist der akustische Wirkungsgrad im Strahlungsmedium

$$\eta_a = \eta \frac{\mathfrak{d} - \mathfrak{d}_0}{\mathfrak{d}}.$$

In Fig. 3 werden die Resonanzkurven eines Unterwasserschallsenders, der im prinzipiellen Aufbau vollständig dem kleineren Modell ähnelt, das ich nachher einschalten werde, für Wasser und Luft dargestellt.

Für die theoretische Behandlung der elektromagnetisch erregten Sender hat sich eine Methode

als sehr brauchbar erwiesen, auf die ich mit einigen Worten kurz eingehen möchte.

Für die Vorstellung und die Rechnung kann man sich die schwingenden Teile dauernd in Ruhe denken und die durch die Schwingung hervorgerufene Rückwirkung auf das Magnetfeld und die

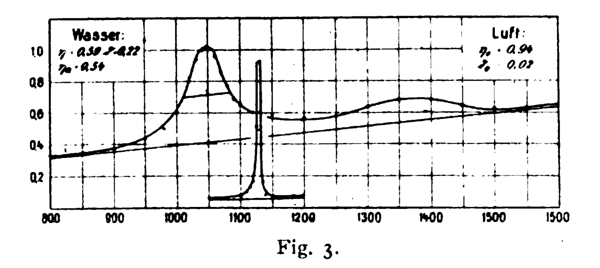


Fig. 3.

Erregermaschine durch rein-elektrische Vorgänge ersetzt denken. Man kommt dann zu einem Schema (Fig. 4), das die beiden elektromagnetisch wirksamen Teile festgebremst und mit einer Spule umschlungen zeigt, die durch eine Selbstinduktion, Kapazität und Widerstand geschlossen ist. Diese

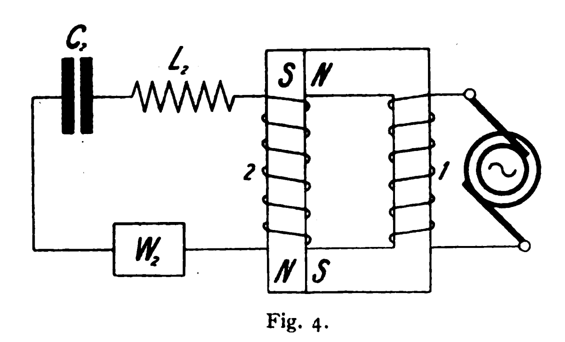


Fig. 4.

drei Größen sind die elektrischen Äquivalente für Elastizität, Schwingungsmasse und mechanischen Bremswiderstand und stellen so einen Ersatzkreis dar, der in elektrischer Form die Energie enthält, die das Schwingungsgebilde in mechanische Form umwandelt. Auf diese Weise haben wir den elektromechanischen Vorgang auf einen rein-elektrischen zurückgeführt und erkennen, daß, elektrisch gesprochen, das Telephon und der telephonähnliche Sender nichts anderes als ein durch Selbstinduktion, Kapazität und Widerstand sekundär geschlossener Transformator sind. Wir haben solche Apparate daher auch elektro-mechanische Transformatoren und diese Methode die Ersatzkreismethode genannt. Es ist nun sehr leicht, die Diagramme solcher Transformatoren für Resonanz und Verstimmung aufzustellen, doch würde es hier zu weit führen, wenn ich darauf eingehen wollte. Ich will nur kurz eines der interessantesten Resultate anführen, das man aus ihnen ableiten kann.

Wenn man den gleichen Sender unter ganz beliebigen Verhältnissen in zwei verschiedenen Medien arbeiten läßt und in beiden Fällen die mechanischen Wirkungsgrade η und η_0 und die zugehörigen Dämpfungen $\mathfrak{d}$ und $\mathfrak{d}_0$ mißt, so muß stets die Beziehung erfüllt sein

$$\frac{\eta\,\mathfrak{d}}{1-\eta} = \frac{\eta_0\,\mathfrak{d}_0}{1-\eta_0}.$$

Wenden wir dies auf unseren Sender in Wasser und Luft an, so finden wir für diesen, von uns als Apparatkonstante bezeichneten Ausdruck sehr nahe übereinstimmende Werte.

Wir haben im besonderen Beispiel des elektromagnetisch erregten Wasserschallsenders gesehen, daß die Methode der gekoppelten Schwingungsgebilde, von denen das eine, der Erregerkreis, geschlossen und ungedämpft, das andere, das Strahlergebilde, offen und gedämpft ist, uns die Möglichkeit liefert, für die praktische Anwendung brauchbare Schallapparate zu bauen. Das gleiche gilt nun auch für die elektromagnetisch erregten Luftschallsender.

Für die Schallerzeugung in Luft wird man als Strahler einen Luftresonator benutzen, dem man eine große Strahlungsdämpfung geben kann, da in ihm keine andere Masse als die Luftmasse schwingt. Mit diesem Strahlergebilde zu koppeln ist ein geschlossener Schwingungskreis, in dem die Umwandlung der Energie erfolgt. Der bekannteste Luftschallsender ist das Telephon. Wir haben in unserem Laboratorium den mechanisch-akustischen Aufbau gewöhnlicher Telephone studiert, die einzelnen Dämpfungsanteile und Wirkungsgrade bestimmt und gefunden[1], daß die Telephone in ihrem akustischen Aufbau nur in sehr unvollkommener Weise ihre Aufgabe erfüllen, und daß man im Gebiete der Sprechfrequenzen nur mit einigen Promille akustischen Wirkungsgrad zu rechnen hat. Und wenn man die Dimensionen des Telephons nicht ganz gründlich ändert, wird man wohl auch kein günstigeres Kompromiß zwischen Lautstärke, Zeichnung der Sprache ohne Verzerrung, Gewicht usw. finden können. Wir haben aber auf Grund unserer theoretischen Überlegungen und experimentellen Vorversuche den alten traditionellen Weg verlassen, und ich hoffe nicht zu viel zu sagen, wenn ich verspreche, Ihnen bereits auf der nächsten Jahresversammlung ein Telephon vorführen zu können, das zwar ganz anders aussieht, wie das Ihnen allen bekannte, das aber viele viele Male besser ist.

Hiermit will ich das Kapitel der Schallerzeugung schließen und wende mich nun den

Schallaufnahmeapparaten

zu. Ich kann mich hierbei ganz kurz fassen, da der Empfänger die einfache Umkehr des Senders ist und ähnliche Gesetze auch für ihn gelten.

[1]) W. Hahnemann und H. Hecht, Ann. d. Phys. **60** (1919), S. 454 und **63** (1920), S. 57.



Für viele Fälle, besonders im Gebiete des Luftschalls, wird man jeden künstlichen Empfänger entbehren und sich auf unseren natürlichen Empfänger, das Ohr, beschränken können. In diesem Zusammenhange ist es gewiß von größtem Interesse, festzustellen, daß die Natur die nicht leichte Aufgabe, den Luftschall auf das mit Flüssigkeit gefüllte innere Ohr zu übertragen, technisch richtig gelöst hat. Sie hat das Hebelprinzip angewandt, formt durch den Mechanismus, Trommelfell, Gehörknöchel, ovales Fenster, die Schallenergie von großer Amplitude und kleiner Kraft in der Luft auf kleine Amplitude und große Kraft um und bringt sie damit in geeigneter Weise auf die Flüssigkeit, in der die Gehörschnecke eingebettet ist, zur Wirkung.

Man kann sich aber besonders für Signalzwecke und Fernübertragung und beim Übergang von einem Medium in ein anderes auf das Ohr als Schallempfänger allein nicht beschränken, sondern braucht Empfangsapparate, die die Energie beliebig fortzuleiten gestatten.

Wie jeder Elektromotor umgekehrt als Dynamo laufen kann, so liefert auch ein elektromagnetischer Sender, der als Empfänger in ein Schallfeld gebracht wird, an den Enden seiner Spule eine Spannung, die man nun wiederum einem als Schallsender wirkenden Telephon zuführen und im Ohr als Ton wahrnehmen kann.

Für die Aufnahme der Schallenergie gilt das gleiche Gesetz wie für den Empfang elektromagnetischer Wellen. Denken wir uns zunächst einen idealen Empfänger, der nur Strahlungsdämpfung durch das Medium und Nutzdämpfung durch die nutzbar abgebremste Energie und keine schädliche oder Verlustdämpfung besitzt, so gilt das Gesetz, daß für das Maximum des Empfanges die Nutzdämpfung gleich der Strahlungsdämpfung gemacht werden muß. In den beiden extremen Fällen, in denen die Nutzdämpfung sehr klein oder sehr groß im Verhältnis zur Strahlungsdämpfung wäre, könnte der Empfänger, auch wenn er an sich ein ohne jede Verluste arbeitender Schallapparat wäre, keine Energie aus dem Schallfelde aufnehmen, da er in beiden Fällen ein vollkommener Reflektor sein würde; und zwar würde in dem Falle der zu kleinen Nutzdämpfung die Schallwelle wie von einer vollkommen weichen Wand und im anderen Falle der zu großen Nutzdämpfung wie von einer vollkommen starren Wand zurückgeworfen werden. Die Bedingung für das Maximum des Empfanges kann auch ausgesprochen werden: Absorption = Reflexion und zeigt, daß im günstigsten Falle die Hälfte der im Schallfelde vorhandenen Energie nutzbar gemacht werden kann. Im Gegensatz zu diesem Idealempfänger besitzt jeder wirklich ausgeführte Empfänger auch Verlustdämpfung, und es kann niemals die aufgenommene Energie restlos dem Verbrauchswiderstande zugeführt werden. In diesem Falle ändert sich die in den Dämpfungen ausgesprochene Maximumsbedingung dahin ab, daß die Nutzdämpfung gleich der Summe von Strahlungs- und Verlustdämpfung sein muß.

Außer dieser richtigen Abgleichung der einzelnen Dämpfungsanteile muß ein Empfänger eine Gesamtdämpfung besitzen, die nicht kleiner ist als diejenige des zugehörigen Senders, da sonst bei verstimmter Erregung ein starker Abfall in der Lautstärke eintreten würde. Ist außerdem der Empfang durch fremde Frequenzen und lokale Geräusche gestört, so muß die gesamte Empfängerdämpfung so groß sein, daß die durch Stoß erregten Eigenschwingungen so rasch abnehmen, daß kein eigentlicher Toneindruck im Ohr des Empfangenden entstehen kann. Da für die Wahrnehmung eines Tones die Ausbildung von mindestens zwei vollen Schwingungen erforderlich ist, so müssen wir zu erreichen suchen, daß bereits die zweite, freie Schwingung mit wesentlich verringerter Energie das Ohr trifft. Da bei einer Dämpfung von 0,25 jede folgende Schwingung nur noch die Hälfte der Energie der vorhergehenden besitzt, so werden wir, um das sogenannte „Klingeln“ der Empfänger zu verhindern, nicht unter diese Gesamtdämpfung heruntergehen dürfen.

Diesen beiden Bedingungen, der Abgleichung von Nutz- und Strahlungsdämpfung zwecks größter Empfindlichkeit und dem Verlangen nach Gesamtdämpfungen möglichst über 0,25 zwecks möglichster Störungsfreiheit, kann ebenso, wie der analogen Aufgabe beim Sender, am besten durch die Anwendung zweier gekoppelter Schwingungsgebilde entsprochen werden. Die eigentliche Abbremsung kann hierbei durch einen Elektromagneten oder durch ein Mikrophon erfolgen, da es auf die Art der abgebremsten Energie für den eigentlichen Schwingungsvorgang nicht ankommt.

Auf die konstruktiven und technischen Ausführungen der Unterwasserschallempfänger nach diesen Gesichtspunkten hin kann ich der Kürze der Zeit wegen nicht näher eingehen, trotzdem sie manches für die technische Akustik Interessante bieten. Ich will nur erwähnen, daß der elektromagnetische Empfänger als reiner Energieempfänger dem als Relais wirkenden Mikrophonempfänger an Lautstärke unterlegen ist, daß er aber für die akustische Meßtechnik die wertvollsten Dienste leistet, da er gestattet, Schallfelder in absolutem Maße auszumessen, und da es hierdurch ermöglicht wird, auch andere Empfänger, beispielsweise Mikrophonempfänger, absolut zu eichen.

Von Luftschallempfängern ist das gewöhnliche Sprechmikrophon am bekanntesten, und von ihm gilt annähernd dasselbe, was ich bereits vom Telephon gesagt habe. Auch das Mikrophon ist auszubilden und aufzubauen aus zwei Schwingungs-

kreisen, von denen der eine ein stark strahlender und der andere ein die aufgenommene mechanische Energie in elektrische Widerstandsschwankungen umformender Schwingungskreis ist. Durch die Dämpfung und die Lage der Maxima der Resonanzkurven vor der Kopplung ist ebenso wie beim Telephon dafür zu sorgen, daß mit der entstehenden Resonanzkurve die Bedingung der guten Zeichnung der menschlichen Sprache bei guten Wirkungsgraden erreicht wird.

Ich hoffe, daß dies ebenso wie beim Telephon gelingen wird, und daß die technische Akustik, vom Unterwasserschall-Signalwesen ausgehend, auch die in ihrer Anwendung ungleich zahlreicheren Apparate der Telephonie und des Luftschalls auf einen höheren Stand der Entwicklung führen wird. Mit diesem Wunsche und der Hoffnung, Ihnen hierüber bald berichten zu können, will ich meine Ausführungen schließen.[1]

[1] Dieser Aufsatz stellt den Inhalt eines Vortrages auf der ersten Jahresversammlung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik in Nauheim im September 1920 dar.

(Eingegangen am 20. September 1920.)

Originalmitteilungen.

Die Fließkurven fester Körper.

Von H. Lorenz.

(Schluß aus Nr. 10.)

4. Die Entlastungskurven und die elastische Hysteresis.

Nachdem wir den Fall der Entlastung auf der Fließkurve erster Art (I. Grenzfall) schon im zweiten Abschnitt besprochen haben, bleibt uns noch die Untersuchung der Vorgänge für den II. Grenzfall übrig. Wir nehmen an, daß die Hubumkehr des Kraftwertes im Punkte p_0, ε_0'' der aufsteigenden Fließkurve erfolgt, wobei einem Drehteilchen mit der Reibungsziffer r die Dehnung

$$\varepsilon_0 = \frac{k(p_0 - r)}{\sqrt{1 - (p_0 - r)^2}} \qquad (17\text{a})$$

entspricht. Alle diese Teilchen erfahren bei der Abnahme der Kraftziffer $p_0 - p$ infolge des Vorzeichenwechsels eine Änderung des Reibungswertes um $2r$, entsprechend einer Änderung der Veränderlichen r zwischen den Grenzen $r = \frac{p_0 - p}{2}$ und p_0, solange $p_0 \leqq r_m$ ist. Da nun r_m die höchste Reibungsziffer ist, so erstreckt sich die Hubumkehr nicht auf alle Teilchen, die in den Zustand (17a) gelangt sind. Das tritt erst ein für $p_0 \gtreqless r_m$, womit dann r_m die obere Grenze für r bildet. Diesem Teilchen gegenüber stehen dann diejenigen, die schon auf dem absteigenden Aste den Druck $p < p_0$ erreicht haben, für die also wegen des Vorzeichenwechsels von r

$$\varepsilon = \frac{k(p + r)}{\sqrt{1 - (p + r)^2}} \qquad (17\text{b})$$

gilt zwischen den Grenzen $r = 0$ und $\frac{p_0 - p}{2}$.

Danach erhalten wir durch Mittelwertbildung die folgenden Ausdrücke für die Entlastungskurven, nämlich für

$$\left.\begin{aligned} &[p_0] \leqq r_m \qquad \varepsilon_1'' r_m = \int_0^{1/2(p_0-p)} \varepsilon\, dr + \int_{1/2(p_0-p)}^{p_0} \varepsilon_0\, dr, \\ &\left.\begin{aligned}[p_0] \gtreqless r_m \\ [p_0 - p] < 2r_m\end{aligned}\right\} \quad \varepsilon_2'' r_m = \int_0^{1/2(p_0-p)} \varepsilon\, dr + \int_{1/2(p_0-p)}^{r_m} \varepsilon_0\, dr.\end{aligned}\right\} \qquad (18)$$

Die letzte Formel verliert ihren Sinn für $p_0 - p > 2r_m$, so daß wir für diesen Fall, also

$$\text{für} \left\{\begin{aligned}[p_0] \gtreqless r_m \\ [p_0 - p] > 2r_m\end{aligned}\right\} \quad \varepsilon_3'' r_m = \int_0^{r_m} \varepsilon\, dr \qquad (18)$$

zu setzen haben. Nach Einführung der Ausdrücke (17a) und (17b) ergibt die Integration für

$$\left.\begin{aligned} &[p_0] \leqq r_m \\ &\varepsilon_1'' r_m = k\left[1 + \sqrt{1 - p^2} - 2\sqrt{1 - \left(\frac{p_0 + p}{2}\right)^2}\right],\end{aligned}\right\} \qquad (18\text{a})$$

$$\left.\begin{aligned} &\left.\begin{aligned}[p_0] \gtreqless r_m \\ [p_0 - p] < 2r_m\end{aligned}\right\} \\ &\varepsilon_2'' r_m = k\left[\sqrt{1 - (p_0 - r_m)^2} + \sqrt{1 - p^2} - 2\sqrt{1 - \left(\frac{p_0 + p}{2}\right)^2}\right],\end{aligned}\right\} \qquad (18\text{b})$$

$$\left.\begin{aligned} &\left.\begin{aligned}[p_0] \gtreqless r_m \\ [p_0 - p] > 2r_m\end{aligned}\right\} \\ &\varepsilon_3'' r_m = k\left[\sqrt{1 - p^2} - \sqrt{1 - (p + r_m)^2}\right].\end{aligned}\right\} \qquad (18\text{c})$$

Für $p = \pm p_0$ gehen diese Ausdrücke, die natürlich mit Hilfe von (14) und (15) leicht umgeformt werden können, über

$$\left.\begin{aligned} &\text{für } [p_0] \leqq r_m \\ &\text{in } \varepsilon_{1_0}'' \cdot r_m = \pm k\left(1 - \sqrt{1 - p_0^2}\right),\end{aligned}\right\} \qquad (19\text{a})$$

$$\text{für } [p_0] \lesseqgtr r_m \quad \text{in } \varepsilon_2'' \cdot r_m = \pm k\left(\sqrt{1-(p_0 \mp r_m)^2} - \sqrt{1-p_0^2}\right), \tag{19b}$$

die mit (9a) und (9b) für dieselben Werte übereinstimmen, d. h. die Entlastungskurven beginnen und endigen auf den ursprünglichen Fließkurven.

Weiter erkennt man mit der Ableitung

$$\frac{d\varepsilon_1''}{dp} = \frac{k}{r_m}\left(\frac{p_0+p}{2\sqrt{1-\left(\frac{p_0+p}{2}\right)^2}} - \frac{p}{\sqrt{1-p^2}}\right) \tag{20}$$

$$\left.\begin{aligned}\left(\frac{d\varepsilon_1''}{dp}\right)_{p=p_0} &= 0,\\ \left(\frac{d\varepsilon_1''}{dp}\right)_{p=-p_0} &= +\frac{k}{r_m}\cdot\frac{p_0}{\sqrt{1-p_0^2}},\end{aligned}\right\} \tag{20a}$$

letzterer Ausdruck in Übereinstimmung mit (10a) für $p = -p_0$. Die Entlastungskurve geht demnach parallel zur Kraftachse von einem Punkte der ursprünglichen Fließkurve aus und mündet schließlich tangential in die entgegengesetzte Fließkurve ein. Da ferner der durch Gl. (18c) dargestellte Teil der Entlastungskurve mit dem unteren Zweig der Fließkurve nach Gl. (9b) übereinstimmt, so bildet dieser selbst deren Fortsetzung nach der tangentialen Einmündung. Allerdings tritt dieser Fall nur ein für $[p_0] \lesseqgtr r_m$, oder da $[p_0] < 1$ bleibt, für $r_m < 1$ entsprechend Fig. 6. Die tangentiale Einmündung der Entlastungskurve in die Fließkurve kann demnach nur innerhalb des absoluten Kraftwertes $[p_0] < r_m < 1$ erfolgen. Die zweite Ableitung

$$\frac{d^2\varepsilon_1''}{dp^2} = \frac{k}{r_m}\left(\frac{1}{4\left[1-\left(\frac{p_0+p}{2}\right)^2\right]^{3/2}} - \frac{1}{(1-p^2)^{3/2}}\right) \tag{21}$$

bleibt im ganzen Bereich von $-p_0 < p < +p_0$ negativ, mithin hat die Entlastungskurve keinen Wendepunkt und kann nunmehr mit Hilfe der Tangentenbedingungen leicht für jeden Spitzenwert in den Zustandsbereich eingezeichnet werden, was mit den zugehörigen entgegengesetzten Kurven in den Figg. 6, 7, 8 gestrichelt geschehen ist. Die der Kraftachse parallele Tangente der Entlastungskurve im Punkte p_0, ε_0, der auf der anderen Seite eine von $-p_0$, $-\varepsilon_0$ ausgehende kongruente, durch Drehung um den Anfang um 180° entstehende Entlastungskurve entspricht, stellt offenbar wiederum eine Hookesche Gerade dar, die bis zur Grenze des Zustandsbereiches verlaufen kann; da die Fortsetzung der Entlastung auf der Grenzkurve Gl. (9b) für $p > r_m$ möglich ist, so findet in Wirklichkeit auch in diesem Falle ein geradliniger Übergang zur Entlastungskurve statt, wie beim Überschreiten der Elastizitätsgrenze bei der ursprünglichen Belastung. Der Schnitt der Geraden mit der Grenzkurve stellt demnach die Elastizitätsgrenze des vorher um ε_0 bleibend gedehnten Stoffes dar.

Die beiden Entlastungskurven zwischen den Punkten $\pm p_0$, $\pm \varepsilon_0$ umschließen ein Kurvenzweieck, welches vollkommen der Hysteresisschleife bei der wechselnden Magnetisierung von Eisen entspricht, und dessen Inhalt wie dort ein Maß für die dabei zur Überwindung der inneren Gleitreibung verbrauchte, in Wärme umgewandelte Arbeit bildet. Wir dürfen demnach den ganzen Vorgang, bei dem die Dehnung der Kraft insofern nacheilt, als beide nicht mehr gleichzeitig den Wert Null annehmen, als elastische Hysteresis ansprechen. Die Berechnung des Arbeitsaufwandes für die Volumeinheit aus dem Flächeninhalt durch Auswertung des Integrals

$$L = \int \varepsilon\, d\sigma = \sigma_b \int \varepsilon\, dp \tag{22}$$

nach Einführung der Ausdrücke (18), sowie unter Beachtung der dafür gültigen Grenzen ist nicht schwierig, führt aber auf recht unübersichtliche Formeln. Wir wollen uns darum hier mit der für praktische Zwecke allein in Betracht kommenden Ermittlung des Arbeitsverlustes für schwache wechselnde Belastungen begnügen.[1] Alsdann dürfen wir für kleine Werte von $p < p_0$ gegen die Einheit an Stelle von (18a) schreiben

$$\varepsilon_1'' r_m = k\left\{1 + \left(1-\frac{p^2}{2}\right) - 2\left[1-\frac{1}{2}\left(\frac{p_0+p}{2}\right)^2\right]\right\},$$

$$\varepsilon_1'' r_m = \frac{k}{4}\left(p_0^2 + 2p_0 p - p^2\right) \tag{23}$$

und erhalten nach Einsetzen in (22), sowie mit (14c)

$$\left.\begin{aligned}L = 2\sigma_b \int_{-p_0}^{+p_0} \varepsilon_1''\, dp &= \frac{2}{3}\frac{k}{r_m} p_0^3 \sigma_b\\ &= \frac{2}{3}\varepsilon_{b_1}\cdot\sigma_b\left(\frac{\sigma_0}{\sigma_b}\right)^3.\end{aligned}\right\} \tag{22a}$$

Neben den bisher betrachteten Hysteresisschleifen zwischen zwei Punkten der ursprünglichen Fließkurve sind aber noch andere möglich und durch die Erfahrung bestätigt[2]), deren Ausgangspunkt auf einer beliebigen Entlastungskurve liegen kann. Bezeichnen wir in Fig. 9 die Ordinaten dieser vom Punkte ε_0', p_0 auf der ursprünglichen Fließkurve ausgehenden Entlastungskurve mit ε'', so erhalten wir für die von einem Punkte ε_1'', p_1

[1]) Vgl. R. Grammel, Neuere Versuche über elastische Hysteresis. Zeitschr. d. V. d. Ing. 1914, S. 1600.

[2]) S. Berliner, Das Verhalten des Gußeisens bei langsamen Belastungswechseln. (Dissertation Göttingen), Ann. der Phys. 20 (1906).

derselben durch Hubumkehr von p entstehende Kurve

$$\text{für } [p_0] \leqq r_m \qquad \varepsilon''' r_m = \int_0^{\frac{1}{2}(p-p_0)} \varepsilon\, dr + \int_{\frac{1}{2}(p-p_0)}^{\frac{1}{2}(p_0-p_1)} \varepsilon_1\, dr + \int_{\frac{1}{2}(p_0-p_1)}^{p_0} \varepsilon_0\, dr. \qquad (24)$$

Hierin ist ε_0 durch (17a) bestimmt, während mit Rücksicht auf das Vorzeichen von dp

$$\varepsilon = \frac{k(p-r)}{\sqrt{1-(p-r)^2}}, \quad \varepsilon_1 = \frac{k(p_1+r)}{\sqrt{1-(p_1+r)^2}} \qquad (17c)$$

anzusetzen ist. Damit wird aus (24)

$$\frac{\varepsilon''' \cdot r_m}{k} = 2\sqrt{1-\left(\frac{p+p_1}{2}\right)^2} - 2\sqrt{1-\left(\frac{p_1+p_0}{2}\right)^2} - \sqrt{1-p^2}+1, \qquad (25)$$

$$\frac{r_m}{k}\frac{d\varepsilon'''}{dp} = \frac{p}{\sqrt{1-p^2}} - \frac{p+p_1}{2\sqrt{1-\left(\frac{p+p_1}{2}\right)^2}} \qquad (25a)$$

und insbesondere

$$\text{für } p = p_1 \quad \frac{\varepsilon''' r_m}{k} = 1 + \sqrt{1-p_1^2} - 2\sqrt{1-\left(\frac{p_0+p_1}{2}\right)^2}, \quad \frac{r_m}{k}\frac{d\varepsilon'''}{dp} = 0,$$

$$\text{für } p = p_0 \quad \frac{\varepsilon''' r_m}{k} = 1 - \sqrt{1-p_0^2}, \quad \frac{r_m}{k}\frac{d\varepsilon'''}{dp} = \frac{p_0}{\sqrt{1-p_0^2}} - \frac{p_0+p_1}{2\sqrt{1-\left(\frac{p_0+p_1}{2}\right)^2}}. \qquad (25b)$$

Vergleicht man diese Ergebnisse mit (18a), (19a), (20) und (20a), so zeigt sich, daß die neue Kurve ε''' in ε_1'', p_1 parallel zur p-Achse anfängt und in die ursprüngliche Schleifenspitze ε_0', p_0 derart einmündet, daß ihre Neigung dort mit der Tangente der Kurve ε'' im Ausgangspunkte übereinstimmt. Es entsteht also eine neue Schleife mit den Spitzen ε_1'', p_1 und ε_0, p_0, deren Kurvenzweige ε'' und ε''' aber nicht einander kongruent sind. Setzt man das Verfahren fort, d. h. kehrt in einem Punkte ε_2''', p_2 der Linie ε''' wieder um, so gelangt man mit einer weiteren Kurve $\varepsilon^{\mathrm{IV}}$, welche dieselben Tangentenbedingungen erfüllt, aber gegenüber (25) ein weiteres konstantes Glied enthält, wieder nach ε_1'', p_1 zurück usw. Auf diese Weise erhalten wir immer neue, kleiner werdende Schleifen, deren Verzeichnung mit Hilfe der Tangentenbedingungen sich recht einfach gestaltet. Die konstanten Glieder der Formeln (25) stellen offenbar den Einfluß der früher durchlaufenen Belastungszustände dar, der nur dann verschwindet, wenn die Schleife irgendwo in die ursprüngliche Neukurve einmündet.

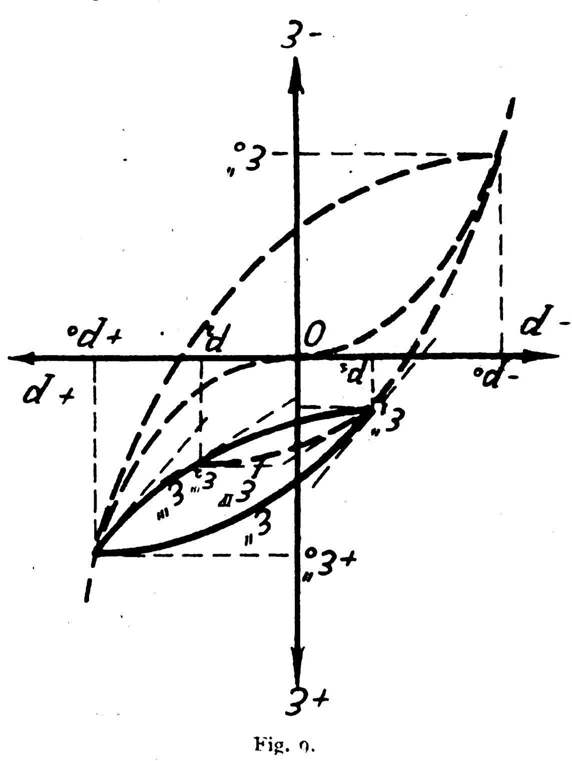


Fig. 9.

Da weiterhin erfahrungsgemäß die Entladung von der Fließkurve aus fast bei allen Metallen nach einer Hookeschen Geraden bzw. (wie bei Gußeisen und Kupfer) in einer zur Tangente an die Fließkurve im Anfangspunkt parallelen Geraden erfolgt, so muß man, wie schon oben für die anfängliche Dehnung nach dieser Geraden bei Flußeisen, auf Klemmungen der Drehteile schließen, die sich dem Verlassen der Fließkurve widersetzen und erst durch Stoßwirkungen aufgehoben werden können.

5. Die elastische Nachwirkung.

Unterbrechen wir die Kraftsteigerung an einem Punkte ε_0', p_0 der Fließkurve und lassen die bis dahin angewachsene Kraft weiter wirken, halten also p_0 fest, so erfährt der Stab unter deren Einfluß eine sehr langsame Zunahme der Dehnung bis zu einem Punkte ε_{n_0}. Setzt dann die Kraftsteigerung von neuem ein, so biegt die Dehnungslinie rechtwinklig ab und erreicht schließlich wieder die ursprüngliche Fließkurve, Fig. 10. Bei dieser als elastische Nachwirkung bezeichneten Erscheinung werden demnach endliche Bogenstücke

der ursprünglichen Fließkurve durch Stufen ersetzt, die in der Dehnungsrichtung mit p_0 wachsen.[1])

Zur Erklärung dieses Vorganges bemerken wir zunächst, daß die Dehnung unter stetiger Drucksteigerung mit einer gewissen Geschwindigkeit verläuft, die bei der Hubumkehr infolge von Entlastungen mit dem eigenen Vorzeichenwechsel auch einen solchen der Reibungsziffer r bedingt. Wirkt aber die einmal erreichte Last p_0 weiter, so gelangt ohne Hubumkehr die Dehnung nur vorläufig

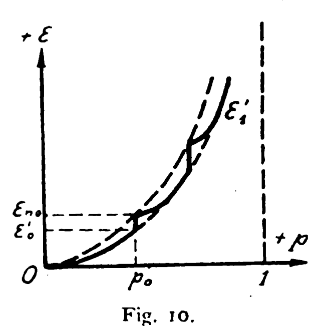


Fig. 10.

zum Stillstande, so daß kein Anlaß zum Vorzeichenwechsel von r vorliegt. Die, wenn auch nur sehr langsame Fortsetzung der Dehnung bei gleichbleibendem p_0 kann nur so gedeutet werden, daß im Ruhezustande p_0, ε_0' kein voller Kraftausgleich gegenüber der Wanderung längs der Fließkurve mehr besteht. Die Ursache hierfür kann aber nur in einer Abnahme der Reibungsziffer gesucht werden, die beim Durchgang durch die Ruhelage ihr Vorzeichen wechselt. Nach den Versuchen von Ch. Jacob[2]) findet nun dieser Wechsel nicht sprungweise, sondern vermittelst eines stetigen Überganges in einer Kurve statt, die, steil durch den Nullpunkt der Geschwindigkeit gehend, sich sehr rasch den beiden Asymptoten $\pm r$ nähert, Fig. 11. Ist demnach die Dehnung längs der

[1]) S. Berliner, a. a. O. S. 22.

[2]) Ch. Jacob, Über gleitende Reibung. Dissertation Königsberg, 1911, S. 45.

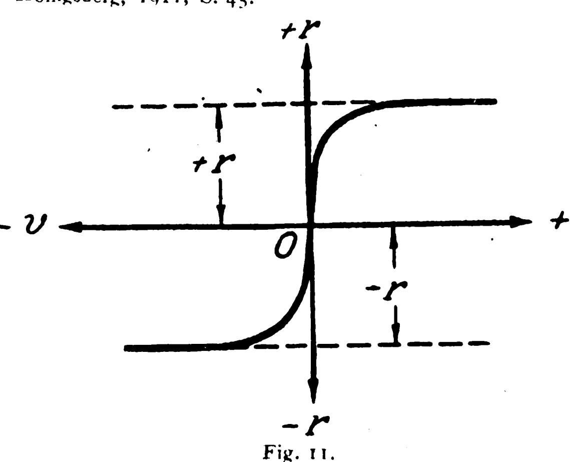


Fig. 11.

Fließkurve Fig. 10 in p_0, ε_0' zur Ruhe gelangt, während p_0 unvermindert weiter wirkt, so ist durch Sinken von r auf Null das Gleichgewicht gestört, und es beginnt die Dehnung von neuem, anfänglich beschleunigt, dann aber infolge des Anwachsens von r wieder verzögert, bis eine zweite Ruhelage erreicht ist. Dieses ruckweise Spiel wiederholt sich nach Fig. 12 so oft, bis endlich die Arbeit der treibenden Kraft durch die-

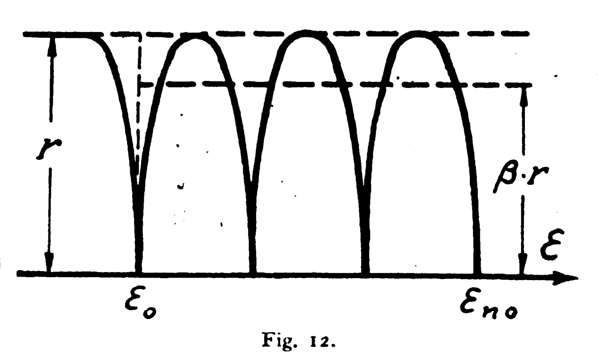


Fig. 12.

jenige des elastischen und Reibungswiderstandes völlig aufgezehrt und ein endgültiger Ruhezustand erreicht ist. Zur Ermittlung desselben ersetzen wir die zwischen 0 und einem Höchstwerte nach Fig. 12 schwankende Reibungsziffer durch einen Mittelwert $\beta r < r$ und wenden darauf unsere Grundformel (3a) an, die hiermit, sowie mit $p = p_0$ in

$$\varepsilon_0 = \frac{k(p_0 - \beta r)}{\sqrt{1 - (p_0 - \beta r)^2}} \tag{26}$$

übergeht. Daraus folgt dann durch erneute Mittelwertbildung über alle Werte von r:

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_{n_0} &= \frac{1}{r_m}\int_0^{\beta r} \varepsilon_0\, dr \\ &= \frac{k}{\beta r_m}\left[\sqrt{1 - (p_0 - \beta r)^2} - \sqrt{1 - p_0^2}\right]. \end{aligned}\right\} \tag{27}$$

Für $p_0 \leqq r_m$ haben wir hierin als obere Grenze $\beta r = p_0$ oder $\beta r = r_m$ zu setzen, erhalten also wie früher die beiden im Punkte $\beta r = r_m$ ineinander übergehenden Fließkurven, von denen indessen nur die erste

$$\varepsilon_{n_0} = \frac{k}{\beta r_m}\left(1 - \sqrt{1 - p_0^2}\right) \tag{27a}$$

praktische Bedeutung besitzt. Wir erhalten also den in Fig. 10 gestrichelten geometrischen Ort aller Ruhepunkte der elastischen Nachwirkung aus der ursprünglichen Fließkurve durch Multiplikation der Dehnungen mit $1 : \beta > 1$. Ist einer dieser Ruhepunkte erreicht, so tritt bei weiterer Kraftsteigerung sofort wieder der volle Reibungswert r in Wirksamkeit. Es muß

also für die im Zustande p_0, ε_0 Gl. (26) befindlichen Drehteile durch die Kraftwertsteigerung $p - p_0$ der Reibungsunterschied $r - \beta r$ überwunden werden, um sie über den Punkt p, ε_{n_0} hinwegzubringen. Demgegenüber gilt für die übrigen, schon unter der neuen Belastung stehenden Teile die alte Gleichung

$$\varepsilon = \frac{k(p-r)}{\sqrt{1-(p-r)^2}}, \qquad (26\text{a})$$

so daß sich die Zwischengrenze der Integration beider Bestandteile aus

$$r(1-\beta) = p - p_0 \quad \text{zu} \quad r = \frac{p-p_0}{1-\beta} \qquad (28)$$

berechnet. Mithin ergibt sich für die vom Ruhepunkte p_0, ε_{n_0} ausgehende Belastungskurve

$$r_m \varepsilon_n = \int_0^{\frac{p-p_0}{1-\beta}} \varepsilon\, dr + \int_{\frac{p-p_0}{1-\beta}}^{\frac{p_0}{\beta}} \varepsilon_0\, dr \qquad (29)$$

und nach Einsetzen von ε und ε_0 und Ausführung der Integration

$$\left.\begin{aligned} \frac{r_m \cdot \varepsilon_n}{k} &= \frac{1}{\beta} - \sqrt{1-p^2} \\ &\quad - \frac{1-\beta}{\beta}\sqrt{1-\left(\frac{p_0-\beta p}{1-\beta}\right)^2}, \\ \frac{r_m}{k}\frac{d\varepsilon_n}{dp} &= \frac{p}{\sqrt{1-p^2}} \\ &\quad - \frac{1}{1-\beta}\frac{p_0-\beta p}{\sqrt{1-\left(\frac{p_0-\beta p}{1-\beta}\right)^2}} \end{aligned}\right\} (29\text{a})$$

Daraus folgt für

$$\left.\begin{aligned} &p = p_0, \quad \varepsilon_n = \varepsilon_{n_0}, \quad \frac{d\varepsilon_n}{dp} = 0, \\ &\beta p_n = p_0, \quad \varepsilon_n = \frac{k}{r_m}\left(1-\sqrt{1-p_n^2}\right), \\ &\frac{d\varepsilon_n}{dp} = \frac{k}{r_m}\cdot\frac{p_n}{\sqrt{1-p_n^2}}. \end{aligned}\right\} (29\text{b})$$

Die Belastungskurve beginnt demnach im Einklang mit den Versuchen von Berliner im Ruhepunkte ε_{n_0}, p_0 parallel zur p-Achse und mündet schließlich im Punkte $p = \frac{p_0}{\beta}$ tangential in die ursprüngliche Fließkurve ein, Fig. 13.

Entlasten wir dagegen im Ruhepunkte ε_{n_0}, p_0, so gilt wegen des Vorzeichenwechsels von r an Stelle von (26a)

$$\varepsilon = \frac{k(p+r)}{\sqrt{1-(p+r)^2}}, \qquad (26\text{b})$$

während für die im Zustande ε_0, p_0 befindlichen Teile Gl. (26) weiter besteht. Infolge der Druckabnahme $p_0 - p$ sinkt also der Reibungswert beim

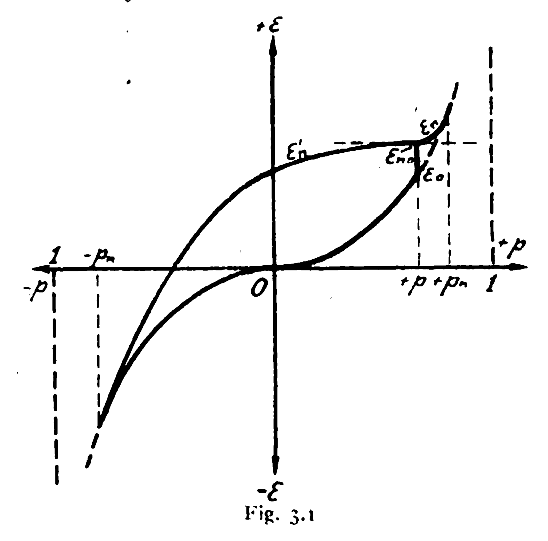


Fig. 13.

Durchgang durch die Ruhelage von βr auf $-r$, also um $r + \beta r$, so daß sich die Zwischengrenze der Integration beider Bestandteile nunmehr aus

$$p_0 - p = r(1+\beta) \quad \text{zu} \quad r = \frac{p_0 - p}{1+\beta} \qquad (28\text{a})$$

berechnet. Somit erhalten wir für die Entlastungskurve aus der Ruhelage ε_{n_0}, p_0

$$r_m \cdot \varepsilon_n' = \int_0^{\frac{p_0-p}{1+\beta}} \varepsilon\, dr + \int_{\frac{p_0-p}{1+\beta}}^{\frac{p_0}{\beta}} \varepsilon_0\, dr \qquad (30)$$

und nach Einsetzen von ε und ε_0, sowie Ausführung der Integration

$$\left.\begin{aligned} \frac{r_m \varepsilon_n'}{k} &= \frac{1}{\beta} + \sqrt{1-p^2} \\ &\quad - \frac{1+\beta}{\beta}\sqrt{1-\left(\frac{p_0+\beta p}{1+\beta}\right)^2}, \\ \frac{r_m}{k}\cdot\frac{d\varepsilon_n'}{dp} &= -\frac{p}{\sqrt{1-p^2}} \\ &\quad + \frac{1}{1+\beta}\frac{p_0+\beta p}{\sqrt{1-\left(\frac{p_0+\beta p}{1+\beta}\right)^2}} \end{aligned}\right\} (30\text{a})$$

mit den Sonderwerten für

$$\left.\begin{aligned} &p = p_0, \quad \varepsilon_n' = \varepsilon_{n_0}, \quad \frac{d\varepsilon_n'}{dp} = 0, \\ &\beta p_n' = -p_0, \quad \varepsilon_n' = -\frac{k}{r_m}\left(1-\sqrt{1-p_n'^2}\right), \\ &\left(\frac{d\varepsilon_n'}{dp}\right)_{p_n'} = -\frac{k}{r_m}\frac{p_n'}{\sqrt{1-p_n'^2}}. \end{aligned}\right\} (30\text{b})$$

Auch die Entlastungskurve beginnt mithin im Ruhepunkte parallel zur p-Achse, geht also hier tangential in die Belastungskurve über. Sie mündet andererseits tangential in dem Gegenpunkte zu $p_0 : \beta$ auf der entgegengesetzten ursprünglichen Fließkurve, Fig. 13.

Mit Rücksicht auf die einfache Beziehung

$$\beta = \frac{p_0}{p_n} = -\frac{p_0}{p_n'} = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{n_0}} \tag{31}$$

sowie die Tangentenbedingungen bietet die Verzeichnung der Ent- und Belastungskurve durch den Ruhepunkt bei bekanntem Werte von β keine Schwierigkeiten.

Kehren wir an einem Punkte ε_{n_1}', p_1 der Entlastungskurve aus dem Ruhepunkte die Kraftwirkung um, so trifft dies dort auch für die Reibungsziffer zu, so daß hierfür eine Zwischengrenze der Integration

$$p - p_1 = 2r, \qquad r = \frac{p - p_1}{2} \tag{28b}$$

auftritt. Mit den Werten (26) für den Ruhepunkt, (26a) für die neue aufsteigende Linie und

$$\varepsilon_1 = \frac{k(p_1 + r)}{\sqrt{1 - (p_1 + r)^2}} \tag{26c}$$

für den Umkehrpunkt ergibt sich dann aus

$$r_m \varepsilon_n'' = \int_0^{\frac{p-p_1}{2}} \varepsilon \, dr + \int_{\frac{p-p_1}{2}}^{\frac{p_0-p_1}{1+\beta}} \varepsilon_1 \, dr + \int_{\frac{p_0-p_1}{1+\beta}}^{\frac{p_0}{\beta}} \varepsilon_0 \, dr \tag{32}$$

durch Auswertung des Integrals

$$\left.\begin{aligned} \frac{r_m \varepsilon_n''}{k} &= \frac{1}{\beta} - \sqrt{1 - p^2} \\ &\quad - \frac{1+\beta}{\beta}\sqrt{1 - \left(\frac{p_0 + \beta p_1}{1+\beta}\right)^2} \\ &\quad + 2\sqrt{1 - \left(\frac{p + p_1}{2}\right)^2}, \\ \frac{r_m}{k} \cdot \frac{d\varepsilon_n''}{dp} &= \frac{p}{\sqrt{1 - p^2}} - \frac{p + p_1}{2\sqrt{1 - \left(\frac{p+p_1}{2}\right)^2}}. \end{aligned}\right\} \tag{31a}$$

$$\left.\begin{aligned} &\text{Daraus folgt für } p = p_1 \\ &\varepsilon_{n_1}'' = \varepsilon_{n_1}', \qquad \left(\frac{d\varepsilon_n''}{dp}\right)_{p_1} = 0, \\ &\text{und für } p = p_2 \\ &\frac{p_0 - \beta p_2}{1 - \beta} = \frac{p_0 + \beta p_1}{1 + \beta} = \frac{p_1 + p_2}{2} \quad \text{oder} \\ &p_2 = \frac{2p_0 - (1 - \beta)p_1}{1 + \beta}, \\ &\varepsilon_n'' = \varepsilon_n, \qquad \left(\frac{d\varepsilon_n''}{dp}\right)_{p_2} = \left(\frac{d\varepsilon_n}{dp}\right)_{p_2}. \end{aligned}\right\} \tag{31b}$$

Die im Punkte ε_{n_1}', p_1 von der Entlastungskurve (30a) aus dem Ruhepunkte aufsteigende Belastungslinie (31a) beginnt dort wieder parallel der p-Achse und mündet schließlich tangential in die Belastungskurve (29a).

Kehren wir schließlich in dem Punkte p_2 der Belastungskurve aus dem Ruhepunkte um, so erhalten wir durch dieselben Überlegungen eine weitere Kurve:

$$\left.\begin{aligned} \frac{r_m \varepsilon_n'''}{k} &= \frac{1}{\beta} + \sqrt{1 - p^2} \\ &\quad - \frac{1-\beta}{\beta}\sqrt{1 - \left(\frac{p_0 - \beta p_2}{1-\beta}\right)^2} \\ &\quad - 2\sqrt{1 - \left(\frac{p + p_2}{2}\right)^2}, \\ \frac{r_m}{k} \frac{d\varepsilon_n'''}{dp} &= -\frac{p}{\sqrt{1 - p^2}} + \frac{p + p_2}{2\sqrt{1 - \left(\frac{p+p_2}{2}\right)^2}}, \end{aligned}\right\} \tag{32a}$$

$$\left.\begin{aligned} &\text{worin für } p = p_2 \\ &\varepsilon_{n_2}''' = \varepsilon_{n_2}', \qquad \left(\frac{d\varepsilon_n'''}{dp}\right)_{p_2} = 0, \\ &\text{und für } p = p_3 \text{ aus} \\ &\frac{p_0 + \beta p_3}{1 + \beta} = \frac{p_2 + p_3}{2} \quad \text{oder} \\ &p_3 = \frac{2p_0 - (1 + \beta)p_2}{1 - \beta} = (1 + \beta)p_1 \\ &\varepsilon_n''' = \varepsilon_n', \qquad \left(\frac{d\varepsilon_n'''}{dp}\right)_{p_3} = \left(\frac{d\varepsilon_n'}{dp}\right)_{p_3} \end{aligned}\right\} \tag{32b}$$

ist. Wir erhalten also eine neue Entlastungskurve, die bei p_2 von der Belastungskurve (29a) aus dem Ruhepunkte parallel zur p-Achse ausgehend in die Entlastungskurve (30a) aus dem Ruhepunkte tangential bei p_3 einmündet, also wegen

$$p_3 = (1 + \beta)p_1$$

außerhalb des Punktes p_1. Bei Fortsetzung des Verfahrens erhalten wir Umkehrpunkte abwechselnd auf der Be- und Entlastungskurve aus der Ruhelage, die einander und dem Ruhepunkte immer näher rücken, der als Schwingungsmittelpunkt aufgefaßt werden kann. Die aufeinander folgenden Kurven bilden somit im Gegensatz zu den Hysteresiskurven zu beiden Seiten der Neukurve keine geschlossenen Schleifen, sondern verlaufen spiralförmig, wie dies auch Berliner an Gußeisen festgestellt hat, Fig. 14. Aus dessen Schaubildern ist auch deutlich der von ihm als Durchschreitungslinie bezeichnete geometrische Ort der Umkehrpunkte, der mit

der Be- und Entlastungskurve durch die Ruhelage zusammenfällt, zu erkennen und zu ersehen, daß an den Umkehrpunkten die Tangentenbedingungen erfüllt sind. Daraus folgt schließlich mit Fig. 14, daß alle Spiralen um den Ruhepunkt ε_{2_0}, p_0

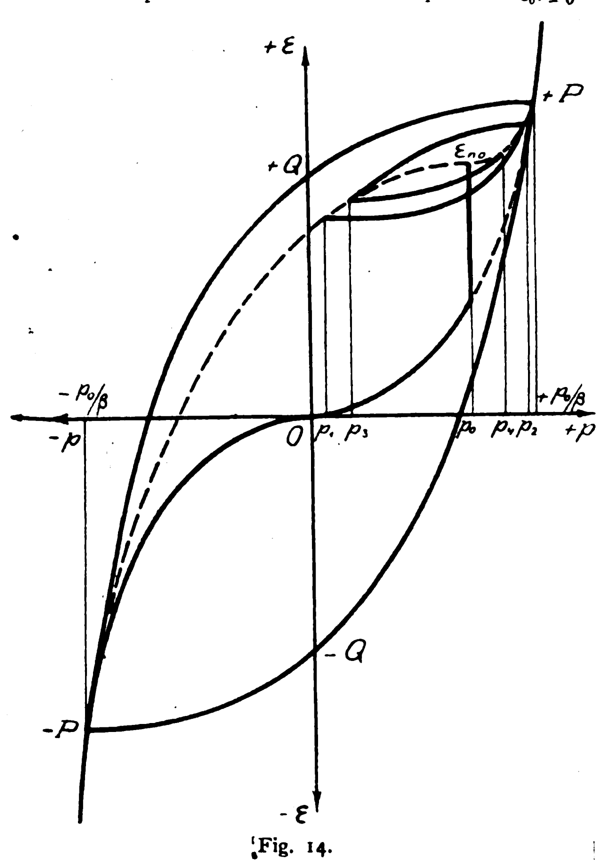


Fig. 14.

von der Hysteresisschleife P, Q, $-P$, $-Q$ mit den Endpunkten $\pm \frac{p_0}{\beta}$ eingeschlossen werden, wodurch diese Schleifen mit der elastischen Nachwirkung auf das engste verknüpft erscheinen.

6. Die Ermüdung fester Körper.

Unterwerfen wir einen festen Körper einer zwischen den Grenzen $p_1 < p_2$ dauernd schwankenden Belastung, so wird er sich im Zustandsbereich im allgemeinen auf einer nichtsymmetrischen Hysteresisschleife bewegen, deren beide Zweige wir mit hinreichender Annäherung als Parabeln ansehen dürfen. Dann aber bestimmt sich der dabei auftretende gesamte Dehnungsunterschied mit einem Beiwert $\varkappa$ aus

$$\varepsilon r_m = \varkappa (p_2 - p_1)^2. \tag{33}$$

Bei n Umläufen wird der diesem Werte zugehörige Weg $2n$mal durchlaufen, so daß mit der zugehörigen Stablänge l insgesamt ein Weg

$$s = 2 n \varepsilon l = \frac{2 n \varkappa \cdot l}{r_m} (p_2 - p_1)^2 \tag{33a}$$

vom hin und her gehenden Stabende zurückgelegt wird. Die hierin auftretende Reibungsziffer erleidet nun durch das mit dem Gleiten verbundene Niederdrücken von Unebenheiten eine Minderung vom Betrage $d r_m$, die im geraden Verhältnis zum Wegelemente ds steht und außerdem mit der noch vorhandenen Rauhigkeit der Gleitstellen wächst, und zwar im stärkeren Verhältnis als diese selbst. Nehmen wir dafür in erster Annäherung ein quadratisches Ansteigen an, so erhalten wir schließlich mit einem neuen Beiwerte α

$$d r_m = - \alpha r_m^2 d s = - 2 \alpha \varkappa l (p_2 - p_1)^2 \cdot r_m \cdot d n,$$

oder mit der Abkürzung $2 \alpha \varkappa l = \alpha_0$

$$\frac{d r_m}{r_m} = - \alpha_0 (p_2 - p_1)^2 \cdot d n,$$

$$r_m = r_0 \cdot e^{-\alpha_0 (p_2 - p_1)^2 \cdot n}, \tag{34}$$

worin r_0 die anfängliche Reibungsziffer bedeutet. Wir erhalten also durch dauernd wiederholte Belastungsschwankungen eine stetige Abnahme der anfänglichen Reibungsziffer, was nach den Darlegungen des 3. Abschnitts und den Figg. 6 bis 8 ein Erweichen des Stoffes durch Lockerung seines Gefüges bedingt. Aus der Verbindung von (34) und (33) folgt weiter

$$\varepsilon r_0 = \varkappa (p_2 - p_1)^2 \cdot e^{\alpha_0 (p_2 - p_1)^2 \cdot n}, \tag{34a}$$

also ein stetiges Anwachsen des Dehnungsunterschiedes im Laufe der Zeit, wodurch schließlich der Bruch herbeigeführt werden kann. Wesentlich für diese zuerst von Wöhler[1]) festgestellte Ermüdung fester Körper ist die Abhängigkeit vom Unterschiede der Belastungsgrenzen, die bei jedem Umlauf erreicht werden, nicht aber von der absoluten Höhe der Belastungen selbst. Weiter erkennt man, daß Umlagerungen, die der Gl. (33) zugrunde liegen, nur außerhalb der ursprünglichen Hookeschen Geraden möglich sind, was z. B. bei Gußeisen, welches keine solche Gerade besitzt, von vornherein zutrifft. Andere Körper, wie Flußeisen, müssen dagegen erst aus der Hookeschen Anfangsgeraden ausgelenkt werden, was am einfachsten durch Überschreiten der ursprünglichen Elastizitätsgrenze geschieht. Nur unter dieser Bedingung ist es, wie Bauschinger[2]) hervorhebt, möglich, Probestäbe durch vielfach (mehrere Millionenmal) wechselnde Belastungen zum Bruche

[1]) Wöhler, Die Festigkeitsversuche mit Eisen und Stahl, Berlin 1870; sowie Erbkams Zeitschrift für Bauwesen, 1860, 1866 und 1870.

[2]) Bauschinger, Mitteil. a. d. mech.-techn. Laboratorium der Techn. Hochschule München, Heft 13, 1886.

zu bringen, während Wöhler bei seinen älteren Versuchen nur die ursprüngliche Bruchgrenze, nicht aber die Elastizitätsgrenze, in Betracht gezogen hatte. Jedenfalls erkennt man, daß die vorstehende Theorie diesen Tatsachen hinreichend gerecht wird.

Zusammenfassung.

Auf Grund einer naheliegenden Vorstellung über die Umlagerung kleinster Teile im Innern eines festen Körpers durch die aufgedrückte Spannung unter Überwindung elastischer Richtkräfte und der gleitenden Reibung, sowie einer einfachen Annahme über deren Verteilung werden zunächst die Gleichungen der Fließkurven abgeleitet. Von diesen beginnt die als Neukurve bezeichnete im unbelasteten Zustande und geht bei einem gewissen Reibungswert stetig in eine andere über. Ein Paar der zweiten Kurvenart bildet mit zwei Parallelen zur Spannungsachse ein Kurvenviereck, den Zustandsbereich des Körpers, dessen äußerste Endpunkte die Bruchlast und Bruchdehnung mit bestimmten Neigungen der Bruchflächen gegen die äußere Kraftrichtung darstellen. Der Zustandsbereich artet für absolut spröde Körper, bei denen die Elastizitäts- und Bruchgrenze zusammenfallen, in eine Strecke auf der Spannungsachse aus, wird mit zunehmender Weichheit schmäler in dieser Richtung und länger in der Dehnungsrichtung, um schließlich für absolut weiche Körper (Flüssigkeiten) ohne innere Gleitreibung und Elastizität in die Dehnungsachse selbst überzugehen. Durch dieses Verhalten wird angenähert auch der Einfluß der Temperatur vom absoluten Nullpunkt bis zum Schmelzpunkt dargestellt. Die Hookeschen Geraden für den ursprünglichen und bleibend verformten Körper erscheinen im Zustandsbereich als Parallele zur Spannungsachse, ihre Durchstiche mit den Begrenzungskurven als zugehörige, im wesentlichen durch die innere Gleitreibung bedingte Elastizitätsgrenzen, von denen die Dehnungslinie sprungweise zur Fließkurve übergeht.

Zu beiden Seiten der Neukurve verlaufen, parallel zur Spannungsachse beginnend und tangential in die entgegengesetzte Neukurve mündend, Entlastungs- und Belastungslinien, die zusammen geschlossene symmetrische Hystereseschleifen bilden. Von jeder Schleifenkurve kann man durch Umkehr auf eine weitere Kurve mit denselben Tangentenbedingungen zum vorhergehenden Umkehrpunkt zurückkehren und auf diese Weise nichtsymmetrische, immer kleiner werdende Hysteresisschleifen durchlaufen. Läßt man die auf der Neukurve einmal erreichte Belastung ohne Steigerung weiter wirken, so stellt sich infolge der Abnahme der Reibung beim Stillstand eine als elastische Nachwirkung bezeichnete weitere Dehnung bis zu einem Ruhepunkte ein, von dem eine Be- und Entlastungskurve parallel zur Spannungsachse ausgeht, um in symmetrischen Punkten der positiven und negativen Neukurven stetig einzumünden. Zu beiden Seiten dieser Ent- und Belastungskurve sind weitere, spiralig um den Ruhepunkt verlaufende, in den Umkehrpunkten parallel zur Spannungsachse beginnende und tangential einmündende Kurvenzüge möglich, die sämtlich von der den Endpunktten der Be- und Entlastungskurve durch den Ruhepunkt zugehörigen Hysteresisschleife eingehüllt werden, die hierdurch aufs engste mit der elastischen Nachwirkung verknüpft erscheint. Die allen Kurven gemeinsame Parallelität der Tangenten im Ausgangspunkte mit der Spannungsachse (Hookesche Gerade) bedeutet die Erhaltung der ursprünglichen, durch die Federungszahl bestimmten, Elastizität im Zustandsbereich. Die Gleichungen der vorstehend geschilderten Zustandskurven enthalten für jeden durchlaufenen Umkehrpunkt ein Glied, das erst bei der Einmündung in die Neukurve wieder verschwindet, und stellen so die ganze Vorgeschichte des Körpers bei seiner Herstellung und Beanspruchung durch den Betrieb dar. Schließlich ergibt sich noch die von Wöhler festgestellte Ermüdung fester Körper durch einen oftmals wiederholten Belastungsunterschied als abhängig von diesem und der Wechselzahl, aber geknüpft an die von Bauschinger erkannte Bedingung einer erstmaligen Überschreitung der ursprünglichen Elastizitätsgrenze.

(Eingegangen am 29. März 1921.)

Eine neue Röntgenoperationslampe.

Von Wilhelm Federlin.

Einleitung.

In einer demnächst erscheinenden Arbeit über die Erfahrungen mit der Lokalisationsmethode 2 nach Schilling und deren Vervollkommnung werde ich auseinandersetzen, wie schwierig es oft für den Arzt ist, trotz genauer Lokalisationsbestimmung, Kontrollaufnahmen usw. den Fremdkörper bei der Operation zu finden. Die Orientierung geht dem Arzte sehr oft während der Operation verloren, er weis nicht mehr, ob er sich noch im Bereich der auf der Haut angebrachten Zeichen befindet, die die Lage des Fremdkörpers angeben.

Nach dem Operationsschnitt hat die Rekonstruktion der Hautzeichen nicht immer den gewünschten Erfolg, da sich die Muskulatur durch diesen Eingriff verändert hat. Nach meiner Erfahrung ist es für den Arzt sehr schwierig bei der Operation senkrecht an der bezeichneten Stelle



in die Tiefe zu gehen, wie es die Lokalisationsmethoden verlangen, was ihm allein die schnelle Auffindung des Fremdkörpers verbürgt.

Meist weicht der Arzt von der vorgeschriebenen vertikalen Richtung nach der einen oder anderen Seite ab, und die Gefahr liegt vor, daß er seitlich an dem Fremdkörper vorbeigeht, was besonders oft bei kleinen Fremdkörpern, die sich in den harten Muskelfasern schwer fühlen lassen, der Fall ist.

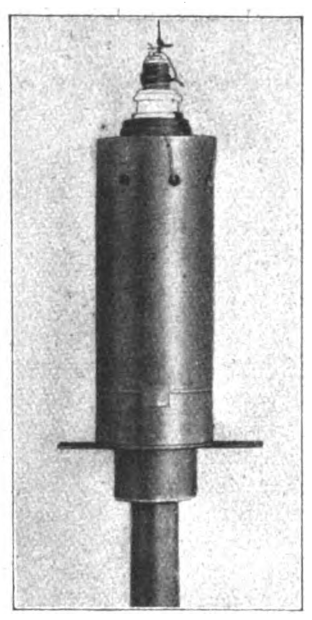


Fig. 1.

Auch kann der Arzt oft aus operativen Gründen nicht senkrecht in die Tiefe gehen, er muß seitlich ausweichen.

Es war deshalb von großer Wichtigkeit ein Hilfsmittel zu finden, welches dem Arzte während der ganzen Operation die Stelle angibt, unter der er zu suchen hat.

Durch die bei meinen zahlreichen Lokalisationsbestimmungen gemachten Erfahrungen kam ich auf den Gedanken ein solches Zeichen für den Arzt anzubringen, wobei es von vornherein klar war, daß Apparate, die dem Arzte bei der Operation die Bewegungsfreiheit nehmen, nicht in Frage kommen, sondern nur ein optisches Zeichen zulässig ist.

Beschreibung der Operationslampe.

Ich habe deshalb eine Lampe bauen lassen, die an der Decke des Operationssaales über dem Operationstisch so aufgehängt wird, daß sie einen Lichtzylinder senkrecht nach unten wirft. Siehe Fig. 1.

In der Lampe befindet sich eine starke Glühbirne von 150 bis 200 Kerzenstärken und durch eine richtig gewählte Linsenkombination, die mit der Lampe in geeigneter Weise verbunden ist, wird ein zylindrisches Strahlenbündel erzeugt, dessen Durchmesser man durch Blenden auf die gewünschte Größe bringen kann.

Auch ist eine Vorrichtung getroffen, um dem Lichtzylinder durch farbige Gläser beliebige Farben erteilen zu können, was den Zweck hat den Lichtkreis durch Kontrastwirkung möglichst sichtbar zu machen.

Die Lampe kann auch in ihrer Konstruktion als kleiner Scheinwerfer ausgebildet werden.

Anwendung der Lampe.

Der Lichtzylinder, den die Lampe bei richtiger Aufhängung vertikal nach unten aussendet, wird

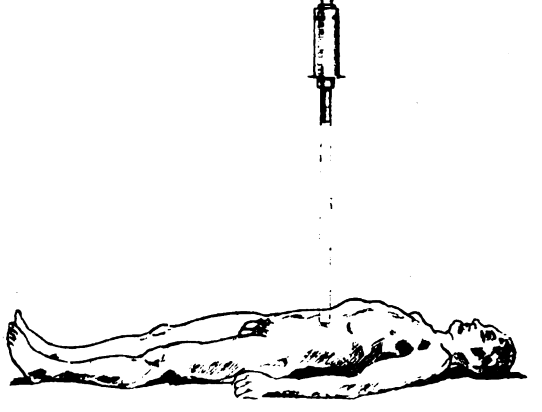


Fig. 2.

vor der Operation nach richtiger Lagerung des betreffenden Körperteils auf die auf der Haut angebrachte Marke (Kreuz mit umschließenden Kreis) eingestellt, so daß diese von dem Strahlenzylinder gerade erleuchtet wird, die Größe des Strahlenzylinders wird durch die Blende reguliert.

Die Anbringung der Lampe an der Decke des Operationssaales über dem Operationstisch muß derart eingerichtet sein, daß sie nach zwei zu einander senkrechten Richtungen leicht verschoben werden kann. Durch herabhängende Schnüre ist die Einstellung auf die angebrachte Hautmarke auf diese Weise vom Boden des Zimmers aus leicht zu bewerkstelligen.

Im Falle, daß man die Lampe ohne Verschiebungsmöglichkeit an der Decke anbringt, muß man die Einstellung durch Verschiebung des Operationstisches vornehmen, was sicherlich unbequemer ist.

Voraussetzung für den Erfolg bei der Anwendung dieser Lampe ist, daß der Körperteil an dem operiert wird, während der Operation nicht verschoben wird.

Der Patient ist meist festgeschnallt und eine Verschiebung ist deshalb ausgeschlossen. Der operierende Arzt sieht nun immer an der Stelle,

an welcher sich die Marke befindet, jenen durch die Lampe erzeugten Lichtkreis.

Das Hautzeichen wandert gewissermaßen hierdurch mit in die Tiefe der Operationswunde.

Die Anordnung der Lampe ist aus Fig. 2 ersichtlich.

Die in der Lampe befindliche Glühbirne muß sehr lichtstark gewählt werden, so daß auch in einem recht hellen Operationssaal, selbst bei Tageslicht der kreisförmige Lichtfleck sichtbar ist.

Die beschriebene Lampe ist sehr oft bei Operationen zur Entfernung von Fremdkörpern verwendet worden und hat sich sehr gut bewährt, und sie erleichtert dem Arzt die Auffindung des Fremdkörpers ungemein. Sie stellt ein anderes wichtiges Hilfsmittel dar, welches die Lokalisationsmethode in bester Weise ergänzt.

(Eingegangen am 25. Juli 1921.)

Besprechungen.

Leiden Communications, Supplement Nr 42:
Verschaffelt, J. E., **Die Zustandsgleichung einer assoziierenden Substanz.** S. 1—22. 1917.

Es ist bekannt, daß die van der Waalssche Zustandsgleichung unter der Annahme konstanter Koeffizienten R, a und b nicht in Übereinstimmung mit dem Nernstschen Wärmesatz steht. Der Verf. sucht diesen Mangel dadurch zu beseitigen, daß er das gleichzeitige Vorhandensein einfacher, doppelter usw. bis n-facher Moleküle annimmt. Bezeichnet man mit α das mittlere Molekulargewicht der Substanz, so wird die Zustandsgleichung in der Form

$$p = \frac{1}{\alpha} \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2} \Phi(\alpha)$$

geschrieben, in der

$$\Phi(\alpha) = \left[1 - \frac{\alpha - 1}{\alpha} \varepsilon\right]^2$$

zu setzen ist und ε eine zunächst unbestimmte Zahl zwischen 0 und +1 bedeutet. Es wird angenommen, daß b in derselben Weise von v abhängt, wie es bereits van der Waals vorausgesetzt hat. α wird als Funktion von v und T berechnet. Sodann werden aus der Zustandsgleichung verschiedene Folgerungen gezogen, die sich auch auf den Sättigungszustand und die kritischen Größen beziehen.

Weber, S., **Wärmeleitung von Neon.** S. 23—41. 1918.

Es ergaben sich folgende Resultate für die Wärmeleitung K (in cal/grad·sec·cm):

t	K
+105,81° C.	0,0001344
0,00	1087
− 74,37	0879
− 181,43	0499. —

Das Heft enthält noch drei weitere Arbeiten von J. E. Verschaffelt: Über die Gestalt kleiner Tropfen und Gasblasen; Über die Messung von Oberflächenspannungen mittels kleiner Tropfen oder Blasen; Über die Gestalt großer Tropfen und Gasblasen sowie deren Verwendung zur Messung von Kapillaritätskonstanten. Henning.

Leiden Communications, Supplement Nr. 43:
Nordström, G., **Bemerkung zu der Annahme, daß eine elektrische Ladung, die den Quantenbedingungen gehorcht, nicht strahlt.** S. 1—8. 1919.

Gewöhnlich wird der Hauptgegensatz zwischen den Annahmen Bohrs und den Folgerungen der klassischen Elektrodynamik darin gesehen, daß nach Bohr ein Elektron, das sich in einer geschlossenen Bahn bewegt, nicht strahlt. Der Verf. weist nach, daß man auch gewisse periodische Bewegungen elektrischer Ladungen auffinden kann, welche nach der klassischen Theorie ein elektromagnetisches Feld ohne Energiestrahlung liefern. Völlig ratlos aber steht die klassische Theorie der Annahme gegenüber, daß die von Bohr vorausgesetzte Energieänderung beim Übergang eines Elektrons von einer Bahn zu einer anderen stattfindet.

Kamerlingh-Onnes, H., **Vorführung von flüssigem Helium.** S. 11—20. 1919.

Die Mitteilung enthält eine Beschreibung der Versuche, welche den Teilnehmern des 17. holländischen Naturforschertages im April 1919 im Leidener Physikalischen Institut mit flüssigem Helium und flüssigem Wasserstoff usw. vorgeführt wurden. Es standen 200 ccm flüssiges Helium zur Verfügung.

Weber, Sophus, **Über die kritischen Konstanten des Quecksilbers.** S. 21—31. 1920.

Unter Annahme des Gesetzes der korrespondierenden Zustände und dem Vergleich der Eigenschaften des Quecksilbers mit denen anderer Körper (Edelgase und Wasserstoff) wird wahrscheinlich gemacht, daß die kritischen Größen des Quecksilbers die Werte

$$t_k = 1450^0\,\mathrm{C.}; \quad p_k = 1040\,\mathrm{atm}; \quad \varrho_k = 5{,}0$$

besitzen.

Bemerkenswert ist, daß Quecksilber und Wasserstoff besonders gut in ihren thermodynamischen Eigenschaften zu korrespondieren scheinen. Henning.

Schulz, H., **Das Sehen.** Eine Einführung in die physiologische Optik. 146 S, 86 Abb. i. T. Ferd. Enke, Stuttgart 1920.

Der Verfasser stellt sich die Aufgabe, in mäßigem Umfang die physiologische Optik zu behandeln. Man kann wohl sagen, daß er diese gut gelöst hat. Das Buch zeichnet sich durch eine kurze und klare Schilderung aus und bietet außerdem viel wertvolles Zahlenmaterial, das bisher in der Literatur verstreut und daher im Bedarfsfall schwer zu finden war.

Abschnitt I behandelt nach kurzer Erläuterung der optischen Grundgesetze das Auge als optischen Apparat, Abschnitt II die Netzhaut im besonderen. Dann folgt Abschnitt III mit dem Titel „Lichtempfindungen", die sich auf Form, Farbe, Helligkeit und Adaption beziehen. In Abschnitt IV wird die Sehschärfe besprochen; diese hängt nicht nur von der Helligkeit, sondern auch von der Art des beobachteten Objekts ab (Punktsehschärfe und Noniensehschärfe). Im Abschnitt V wird etwas eingehender über die Farbenempfindung gesprochen; die Theorien des Farbensehens werden kurz angeführt, ebenso die verschiedenen Methoden der Photographie in natürlichen Farben und die Ostwaldsche Farbentheorie. In dem Abschnitt VI „die zeitliche Änderung der Reize" wird auch die Kinomatographie behandelt. Bei der neuesten Errungenschaft auf diesem Gebiet, der Zeitlupe, fällt es mir immer auf, daß nur der Fabrikant Ernemann und nicht auch der eigentliche Urheber H. Lehmann genannt wird. Das räumliche Sehen (Abschnitt VII) begegnet in neuerer Zeit einem immer größer werdenden Interesse, besonders auch für wissenschaftliche und technische Messungen. In Abschnitt VIII werden interessante optische Täuschungen gebracht.

Für die nächste Auflage würde ich empfehlen, das Sachregister und Literaturverzeichnis, das sehr wertvoll ist, etwas sorgfältiger zu behandeln und einzelne speziellere Anwendungsfälle (z. B. in § 20) etwas allgemeiner verständlich zu machen. Trotz dieser kleinen, bei einer ersten Auflage eigentlich natürlichen Mängel muß das Buch jedem, der sich mit physiologischer Optik beschäftigen will, warm empfohlen werden. Chr. v. Hofe.

Wissenschaftliche Nachrichten.

Technisch-Wissenschaftliches Vorlesungswesen Berlin. (T.-W. V. Berlin.)

Unter diesem Namen haben sich folgende Vereine und Körperschaften zur Förderung der Ingenieurausbildung unter dem Vorsitz von Direktor Dr. Lasche zusammen geschlossen: Arbeitsgemeinschaft deutscher Betriebsingenieure, Arbeitsgemeinschaft Technik in der Landwirtschaft, Berliner Bezirksverein des V. d. I., Deutsche Beleuchtungstechnische Gesellschaft, Deutsche Gesellschaft für Bauingenieurwesen, Deutsche Gesellschaft für Metallkunde, Deutsche Gesellschaft für technische Physik, Elektrotechnischer Verein, Verein deutscher Ingenieure — Das neue Verzeichnis der Vorlesungen und Übungen ist soeben erschienen und zum Preise von 1 M. durch die Geschäftsstelle des T.-W. V., Berlin NW. 7, Sommerstraße 4a, und durch den technischen Buchhandel zu beziehen.

Im Jahre 1922 finden folgende Vorträge statt:

I. Austauschbau:
 a) Werkzeuge zur Herstellung der Passungen.
 b) Die wirtschaftliche Grenze der Genauigkeit in den einzelnen Industriezweigen.

II. Technische Sonderkurse:
 a) Nomogramme.
 b) Vorrichtungsbau.
 c) Zahnräder.
 d) Fabrikorganisation.
 e) Auftragsvorbereitung, Terminüberwachung und Verfolgung in Maschinenfabriken.

III. Technisch-physikalische Vorträge:
 a) Die Kerbwirkung und ihr Einfluß auf die Konstruktion.
 b) Gasentladungen (Prof. Dr. Seeliger, Greifswald).

Personalnachrichten.

Jena. Am 17. Dezember feiert in Jena Dr. Otto Schott seinen 70. Geburtstag, einen Markstein seines an Arbeit und Erfolgen so reichen Lebens. Was seine Bedeutung über alles materiell Erreichte hinaushebt, ist seine Eigenschaft als Schöpfer der wissenschaftlichen Glasschmelzkunst, die er, der Chemiker, nach den früheren Versuchen J. Fraunhofers, des Physikers, zur Vollendung brachte. Die Welt verdankt ihm die tiefere Einsicht in das Wesen der feurigen Schmelzflüsse, das geheimnisvoll die Glasmacherei der Alten umgab, und dadurch Erweiterung der Anwendungsgebiete des Glases, des Jenaer Glases, das Weltruf erlangt hat. — 1880 veröffentlichte Otto Schott seine umfangreiche Studie über die anorganischen Schmelzverbindungen, 1884 wurde in Jena der erste Glasofen in Betrieb gesetzt; möge es dem Jubilar von heute vergönnt sein, auch das 50jährige Jubiläum des Beginns seiner Arbeit in Frische und Rüstigkeit zu feiern. W. H.

Karlsruhe. Die Würde eines Doktor-Ingenieurs ehrenhalber ist verliehen worden: Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule in Danzig Geh. Reg.-Rat Dr. phil. G. Roessler; Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule in München Geh. Hofrat J. Ossanna; Direktor der Siemens-Schuckert-Werke Professor W. Philippi; Oberingenieur der Siemens-Schuckert-Werke Professor Dr.-Ing. R. Rüdenberg.

Mannheim. Prof. Dr. W. Wilke, Privatdozent an der Universität Leipzig ist von seiner Lehrtätigkeit beurlaubt worden und hat die Leitung des Technischen Laboratoriums der Badischen Anilin- und Sodafabrik, Werk Oppau, übernommen.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Sitzungsberichte.

Sitzung am Freitag, den 16. Dezbr. 1921, abends 7½ Uhr, im großen Hörsaal des Physikal. Instituts der Technischen Hochschule, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr R. Swinne: „Das Problem der durchdringenden Höhenstrahlung".

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft sind vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Hans Becker, Charlottenburg:
 Herr J. Fuhrmann, Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 100.
 Herr E. Rossenbeck, Berlin-Charlottenburg, Kuno-Fischerstraße 17.

Seitens des Herrn Dr. Bube, Halle a. S.:
 Herr Dr. H. Krey, Dr.-Ing. h. c., Halle a. S., Friedenstraße 25.
 Herr Dipl.-Ing. Th. Leinberg, Halle a. S., Dorotheenstraße 18.
 Herr Dr. W. Mischon, Wolfen bei Bitterfeld, Farbenfabriken.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Gaede, Karlsruhe:
 Frl. Dr. rer. nat. A. Sophie Lose, Karlsruhe, Sophienstraße 26 II.

Seitens des Herrn Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Friedenau:
 Herr R. Berger, Meteorolog.-Magnet. Observatorium, Potsdam.
 Verein Deutsche Gesellschaft für Schädlingsbekämpfung m. b. H., Frankfurt a. M., Unionhaus, Steinweg 9.
 Behörde Geodätisches Institut zu Potsdam.
 Herr E. Gundermann, Berlin SO. 16, Schmidtstr. 37.
 Herr Rhode, stud. phys., Würzburg, Physik. Institut, Universität.
 Herr Dr. Schindelhauer, Meteorolog.-Magnet. Observatorium, Potsdam.
 Herr Stuart, stud. phys., Würzburg, Physik Institut, Universität.
 Herr Dr. phil. B. Tesch, Berlin-Charlottenburg, Niebuhrstraße 63.

Seitens des Herrn Dr. L. C. Glaser, Würzburg:
 Herr Dipl.-Ing. P. Melchior, Berlin-Charlottenburg, Dahlmannstraße 12, Wissenschaftliche Abteilung der Fabriken-Oberleitung des A. E. G.
 Herr Dr. J. Otto, Berlin-Moabit, Kirchstraße 22.
 Herr Dr. F. Behrens von Rautenfeld, Würzburg, Keesburgerstraße 20.
 Herr C. Reinecke, i. Fa. C. Bamberg, Berlin-Friedenau, Kaiserallee 87/88.
 Herr R. Toepfer, i. Fa. C. Bamberg, Berlin-Friedenau, Kaiserallee 87/88.

Seitens des Herrn Prof. Dr. J. Herweg, Halle a. S.:
 Herr Prof. Dr. Martiny, Halle a. S., Wilhelmstr. 25a.

Seitens des Herrn Dr. Kreusler, Berlin-Friedenau:
 Firma Askania-Werke A.-G. Bamberg-Werk, z. H. des Herrn Direktor Roux, Berlin-Friedenau, Kaiserallee 87/88.

Seitens des Herrn O. Lohaus, Göttingen:
 Herr J. Hahn, cand. phys., Göttingen, Wiesenstraße 11.

Seitens des Herrn Ing. K. Loss, Ludwigshafen a. Rh.:
 Herr Dr.-Ing. R. Brüderlin, Mannheim, Schimperstraße 20.



Seitens des Herrn Prof. Dr. M. Pirani, Wilmersdorf:
Herr Dr. I. Langmuir, i. Fa. General Electric Company, Research Laboratory, Schenectady U. S. A.

Seitens des Herrn Dr. G. Reutlinger, Darmstadt:
Herr E. Hüter, cand. elektr., Darmstadt, Schwanenstraße 65.

Seitens des Herrn Oberingenieur M. Schenkel, Siemensstadt:
Herr Dr. F. Wolfram, Berlin N. 24, Kupfergraben 6a^{I}.

Seitens des Herrn Dr. L. Schiller, Leipzig:
Firma Wilhelm Felsche, Schokoladen- und Kakaofabrik, Leipzig-Gohlis, Menckestraße 31—37.
Herr R. Goetze, Fabrikant, Leipzig, Lößnigerstraße 37.
Herr K. Hoffmann, Obertelegraphensekretär, Leipzig-Reudnitz, Nostitzstraße 17^{III}.
Herr P. Högner, Ingenieur, Leipzig-Lindenau, Luppenstraße 22.
Firma Köhler & Volkmar, Akt.-Ges., Buch- und Lehrmittel- und Musikalien-Groß-Handlung, Leipzig. (Sendungen zu schicken an: Herrn Dr. H. Lück, Leipzig-Reudnitz, Reitzenhainerstraße 3^{III}.
Herr Regierungsbaumeister G. M. Krause, Leipzig, Ehrensteinstraße 24.
Herr O. Langnaese, Mechaniker, Leipzig, Sternwartenstraße 39/41.
Herr Obering. V. Opitz, Leipzig, Roßstraße 5/7.
Herr O. Pressler, Glastechniker, Ötzsch bei Leipzig, Hauptstraße 74.
Herr C. O. Reichhardt, Fabrikbesitzer, Leipzig, Frickestraße 4.
Firma Walter Rischel & Co., Liebertwolkwitz bei Leipzig.
Herr Prof. Dr. K. Schaefer, Leipzig, Windmühlenweg 25.
Herr A. Seemann, Kommerzienrat, Leipzig, Bismarckstraße 6.
Firma Triumphatorwerk m. b. H., Mölkau bei Leipzig.
Herr O. Trübenbach, Fabrikant, Leipzig-Schönefeld, Dimpfelstraße 27.
Herr E. Winter, Leipzig, Ferdinand Rhodestraße 28.

Seitens des Herrn Dr. H. Schulz, Berlin-Lichterfelde:
Herr Obering. G. Wünsch, Berlin-Steglitz, Stindestraße 2.

Seitens des Herrn Dr. G. Seibt, Berlin-Schöneberg:
Herr Obering. Qu. B. Ziemert, Berlin W. 50, Nollendorfplatz 6.

Seitens des Herrn Dr. Simon, Kiel:
Herr Dipl.-Ing. Oehler, Kiel, Hamburger Chaussee 128.

Seitens des Herrn Dr. Weinhold, Chemnitz i. S.:
Herr Dr. E. Pilzer, Professor an der Staats-Gewerbe-Akademie, Chemnitz, Henriettenstraße 30.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Zeisig, Darmstadt:
Herr H. E. Hollmann, stud. elektr., Darmstadt, Mauerstraße 32.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. E. Brandt, bisher Lichterfelde, Zehlendorferstraße 16, jetzt Berlin-Lichterfelde, Hindenburgdamm 128.
Herr Dr. M. Kirn, bisher Berlin-Wilmersdorf, Hobrechtstraße 14^{III}, jetzt Berlin-Wilmersdorf, Nikolsburgerplatz 4, Hhs. IV.
Herr Dr. W. von Laugen, früher Weißensee, jetzt Erkner bei Berlin, Eichelgarten 28.
Herr Prof. Dr. H. Schering, bisher Charlottenburg, Osnabrückerstraße, jetzt Berlin-Charlottenburg, Westendallee 96d.
Herr Dipl.-Ing. H. Topf, früher Charlottenburg, Schulstraße 14, jetzt Eisenach i. Th., Kaiser Wilhelmstraße 6, Fahrzeugfabrik Eisenach.
Herr L. Trautmann, früher Berlin-Schöneberg, jetzt Berlin W. 57, Bülowstraße 35^{IV}.
Herr Oberingenieur Prof. Dr. W. Wilke, jetzt Mannheim E. 7, 24.

Berichtigung.

Herr Studienassessor F. Klein, nicht Bremen, Viktoriastraße 35, sondern Barmen, Viktoriastraße 35.
Schriftsachen für die Elektrizitätsgesellschaft Sanitas sind zu richten nach Berlin N. 65, Müllerstraße 35.
Die Lese- und Redehalle der Deutschen Studenten in Prag, hat das Postfach **223** nicht 522.

Ausgeschieden.

Herr Dr. J. Howitz, Berlin W. 52, Calvinstraße 2,
Inspektion für Waffen und Gerät, Berlin W. 15, Kaiserallee 216/218.
Herr Ingenieur Pape, Kiel,
Herr Dr. Schier, Herzogenrath bei Aachen, früher Berlin-Friedenau,
Herr Prof. Dr. Schmidt, Ludwigshafen a. Rh., Frankenthalerstraße 193,
Herr O. Trautz, stud. chem., Heidelberg, Untere Neckarstraße 32,
Universitäts-Bibliothek Kiel,
Herr Oberingenieur Vrany, Kiel,
sind ab 1. Januar 1922 aus der Mitgliederliste zu streichen.

Der 1. Vorsitzende: Dr. G. **Gehlhoff.**

Ortsgruppe Hamburg.

Sitzung am Dienstag, den 13. Dezbr. 1921, abends 7½ Uhr, in den Technischen Staatslehranstalten, Hamburg, Lübeckerthor 24.

Tagesordnung:

Herr Möller: „Bericht über die Physikertagung in Jena. Das Johnsen-Rahbeksche elektrostatische Relais".

Ortsgruppe Kiel.

Sitzung am Montag, dem 21. Nov. 1921, abends pünktlich 8½ Uhr, in der „Seeburg", Düsternbrooker Weg 2.

Tagesordnung:

1. Erörterung des Vortrages von Herrn Hoffmann über „Rahmenempfang in der drahtlosen Telegraphie".
2. Vortrag von Herrn Hecht über „die Lokalisation von Schallquellen".
3. Verschiedenes.

Der 1. Vorsitzende: Richter.

Ortsgruppe Leipzig.

Sitzung am Dienstag, den 15. Nov. 1921, abends 8 Uhr, im Hörsaal für theoretische Physik, Linnéstraße 5.

Tagesordnung:

Herr Dr. phil. Schering: „Physik der Scheinwerfertechnik".

Der Vorstand.

Inhaltsverzeichnis 1921.

Die Zahlen bedeuten die Seiten.

A. Sachverzeichnis.

Allgemeines, Zusammenfassende Berichte, Originalbeiträge, Zuschriften an die Schriftleitung, Mitteilungen aus Technik und Industrie, Buchbesprechungen.

Allgemeines.

Buchbesprechungen.

Die eingeklammerten Namen sind die der Rezensenten.



Allgemeine Physik.

Allgemeine Technik.

Technische Mechanik.

Technische Elastizitätslehre.

Technische Festigkeitslehre.

Technische Hydrodynamik.

Technische Elektrizitätslehre.

Technische Optik.

Technische Akustik.

B. Namensverzeichnis.

Die eingeklammerten Buchstaben hinter den Namen bedeuten:

(A) = Verfasser eines mit Namen gezeichneten Aufsatzes oder einer Mitteilung.
(R) = Verfasser einer Buchbesprechung.
(B) = Nennung als Verfasser eines selbständigen Buches oder als Herausgeber einer Zeitschrift (unter Besprechungen oder Büchereingängen).
(P) = Nennung in einer persönlichen oder gesellschaftlichen Mitteilung.

Die Zahlen bedeuten die Seiten.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.



Zeits. f. tech. phys.
v. 2



